Die Höhenverteilung der Erd-, Luft- und Höhenstrahlung

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
genehmigt von der Philosophischen Fakultät
der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

von

Gustav Adolf Suckstorff
aus Hannover

Tag der mündlichen Prüfung: 6. Juli 1933
Tag der Promotion: 13. Dezember 1933

Jena 1933

G. Neuenhahn, G.m.b.H., Universitäts-Buchdruckerei, Jena

85

Referenten: Prof. Dr. Kolhörster
Prof. Dr. von Ficker

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Gliederung.

I. Einleitung.

II. Absorptionsgesetze bei Messungen mit Ionisationskammern.

III. Die Höhenstrahlung.
- A. Messungen im Flugzeug.
  1. Apparatur und Meßmethode.
  2. Diskussion der Messungen.
- B. Messungen im Freiballon.
  1. Apparatur.
  2. Meßmethode und Ergebnisse.
  3. Diskussion der Messungen.

IV. Die Erdstrahlung.
- A. Meßmethode.
- B. Ausführung der Messungen.
  1. Messungen in Witzleben.
     a) Messungen im Turm.
     b) Messungen am Antennenhalteseil.
     c) Diskussion der Messungen.
  2. Messungen in Königswusterhausen.
     a) Meßmethode und Ergebnisse.
     b) Diskussion der Messungen.

V. Die Luftstrahlung.
- A. Der Einfluß der Luftstrahlung auf die Messungen der Höhen- und Erdstrahlung.
  1. Der Einfluß der Luftstrahlung auf die Messungen der Höhenstrahlung
  2. Der Einfluß der Luftstrahlung auf die Messungen der Erdstrahlung in Witzleben und Königswusterhausen.
- B. Die Eigenschaften der Luftstrahlung.
  1. Der Absorptionskoeffizient der Luftstrahlung.
  2. Die Wirkung einer Inversionsschicht am 5. und 6. Mai 1931 in Königswusterhausen.
  3. Die Zunahme der Luftstrahlung mit wachsender Höhe.
  4. Die Herkunft der die Luftstrahlung erzeugenden aktiven Substanzen.

VI. Zusammenfassung.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544301_0151

I. Einleitung.

Beim Studium der Höhenstrahlung mit Hilfe von Ionisationskammern ist die gemessene Ionisation gewöhnlich aus vier Komponenten zusammengesetzt, der Höhenstrahlung q_H selbst, der Erdstrahlung q_E, der Luftstrahlung q_L und der Reststrahlung q_R. Dabei wird die Erdstrahlung durch die im Erdboden enthaltenen radioaktiven Substanzen und die Luftstrahlung durch die in der Luft vorhandenen radioaktiven Emanationen und deren Zerfallsprodukte hervorgerufen. Diese drei Komponenten stellen äußere Einflüsse mit mehr oder weniger großen Schwankungen dar, während die vierte Komponente als eine spezifische Konstante der benutzten Ionisationskammer aufzufassen ist. Sie rührt von den in den Wänden der Kammer enthaltenen radioaktiven Substanzen her und wird deshalb nur geringen zeitlichen Änderungen unterworfen sein.

Zur Untersuchung der Höhenstrahlung ist also die Kenntnis der übrigen Komponenten q_E, q_L und q_R notwendig. Die Intensität der vier Komponenten, die die Gesamtionisation hervorruft, stehen etwa in folgendem Verhältnis:

$$q_H : q_E : q_L : q_R = 1 : 1 : 0{,}1 : 1$$

Von diesen Komponenten ist die letzte q_R durch Messungen in Salzbergwerken evtl. nach Panzerung mit 10 cm Blei zur Abschirmung der Kaliumstrahlung zu bestimmen. Nach Abzug der Reststrahlung q_R rührt die noch verbleibende Ionisation also noch von den zwei etwa gleich starken Komponenten der Höhen- und Erdstrahlung mit je zwei Ionen cm^{-3} sec^{-1} und einer dritten, allgemein eine Zehnerpotenz kleiner angenommenen Komponente, der Luftstrahlung, her.

Mit wachsender Erhebung über dem Erdboden ändern sich die Intensitäten der Erd-, Luft- und Höhenstrahlung entsprechend der absorbierenden Luftdichten. Die Höhenstrahlung tritt mit wachsender Höhe mehr und mehr hervor, während die Erd- und Luftstrahlung abnehmen. Für unsere Kenntnis der Intensitätsverteilung der Höhenstrahlung in der Troposphäre sind auch heute noch die Messungen von Kolhörster [1]) aus dem Jahre 1913/14 grundlegend. Aus diesen Messungen berechnete Kolhörster schon damals unter der vereinfachten Annahme eines von oben in die Atmosphäre ein-

dringenden Parallelstrahlenbündels den mittleren Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung zwischen 9000 und 2000 m Höhe zu $(\mu/\varrho)^{\text{Luft}} = 5{,}6 \cdot 10^{-3}\ \text{cm}^2\ \text{g}^{-1}$. Er zeigte, daß selbst unter dieser ungünstigen Annahme ihr Absorptionskoeffizient um etwa eine Zehnerpotenz kleiner war, als der der härtesten bekannten γ-Strahlungen des Radiums und Thoriums, so daß damit eine neue Strahlung nachgewiesen war. Die Messungen der Höhenstrahlung in Luftfahrzeugen wurden erst wieder nach dem Kriege von verschiedenen Beobachtern bis maximal 6800 m Höhe (Büttner [2])) fortgesetzt. Die Übereinstimmung dieser Messungen mit den früheren bewies die zeitliche Konstanz der Strahlung.

Messungen der Erdstrahlung (Wulf [3]), Gockel [4]), Heß [5]), Kolhörster [6]), Oberguggenberger [7]) u. a.) zeigten die starke Abhängigkeit der Erdstrahlung von der Bodenbeschaffenheit und von meteorologischen Faktoren. Bei Messungen der Höhenstrahlung allein suchte man sich von dieser störenden Komponente durch Panzerung der Apparate mit 10 cm Blei zu befreien. Durch diese Panzerung mußte die Erdstrahlung zu 99% absorbiert werden, wenn ihr Absorptionskoeffizient den der harten Komponente der γ-Strahlung von RaC entsprach. Diese Annahme war durch Büttners [2]) Messungen am Funkturm in Königswusterhausen nahegelegt worden. Jedoch erschienen seine Messungen insofern unsicher, als der absorbierende Einfluß der Eisenteile des Turmes unberücksichtigt blieb.

Die Luftstrahlung wird durch die radioaktiven Emanationen und deren kurzlebige Folgeprodukte hervorgerufen. Ihre Messung ist daher entweder durch die Messung der Emanationen (Ionisation durch α-Strahlung) selbst möglich, oder durch die ionisierende Wirkung ihrer Folgeprodukte (Ionisation durch γ-Strahlung). Bei einer mittleren Emanationskonzentration von z. B. 10^{-16} Curie cm^{-3} sind im Kubikzentimeter 1,77 Emanationsatome enthalten. Für die damit im radioaktiven Gleichgewicht stehenden kurzlebigen Zerfallsprodukte folgen dann die Werte: $9{,}8 \cdot 10^{-4}$ RaA-, $8{,}6 \cdot 10^{-2}$ RaB- und $6{,}3 \cdot 10^{-3}$ RaC-Atome in 1 cm^3. Die Ionisation durch die α-Strahlung der RaEm bis RaC beträgt rund 2 I cm^{-3} sec^{-1}, und die durch die γ-Strahler RaA bis RaC nur etwa 0,1 I cm^{-3} sec^{-1}. Bei der Messung der Luftstrahlung mit den üblichen Ionisationskammern von 2—3 mm Wandstärke wird daher nur die γ-Strahlung der Folgeprodukte der Emanationen wirksam. Soll also aus der Ionisationswirkung der Luftstrahlung durch γ-Strahlung auf den Emanationsgehalt der Luft geschlossen werden, so muß das radioaktive Gleichgewicht zwischen der Emanation und ihren Zerfallsprodukten vorausgesetzt werden. In einiger Höhe

über dem Erdboden wird das mit genügender Genauigkeit der Fall sein, so daß die aus dem evtl. nicht vorhandenen Gleichgewicht sich ergebenden Fehler zu vernachlässigen sind.

Die Messung der Luftstrahlung durch die Wirkung ihrer γ-Strahlung hat gegenüber der reinen Emanationsmessung den großen Vorteil, daß sie eine integrierende Methode ist, die durch e i n e Messung den mittleren Emanationsgehalt einer Luftkugel von etwa 200 m Durchmesser ergibt. Die reine Emanationsmessung besitzt dagegen nur stichprobenartigen Charakter, ist daher von kleinen lokalen Störungen stark abhängig und außerdem in der Durchführung außerordentlich langwierig.

Stammt der Emanationsgehalt der Luft aus den radioaktiven Substanzen des Erdbodens, so muß die Emanationskonzentration mit wachsender Höhe abnehmen. Aber schon 1913 stellte Kolhörster [8]) bei einer Ballonfahrt in rund 2400 m Höhe über Böhmen eine Erhöhung der Ionisation gegenüber seinen anderen Fahrten um rund 3,5 I fest. Diese Erhöhung deutete er als Zunahme der Luftstrahlung, da durch Leeböen am Rande des stark aktiven Erzgebirges Emanationsmengen in größere Höhen transportiert sein konnten. An diesem Tage herrschten zudem ausgesprochene Sperrschichten, so daß in ihnen die Emanationsmengen konzentrierter auftreten konnten. Später stellten Wigand und Wenk [9]) bei direkten Emanationsmessungen im allgemeinen eine Abnahme der Emanationskonzentration mit wachsender Höhe fest. Auch sie fanden einen deutlichen Einfluß von Sperrschichten. Z. B. maßen sie 300 m über einer Sperrschicht in 800 m Höhe eine Konzentration von $3{,}28 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3} und 250 m unter einer Sperrschicht in 600 m Höhe eine solche von $4{,}26 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3}.

Solche Emanationskonzentrationen würden allein durch die γ-Strahlung ihrer Folgeprodukte eine Ionisation von 0,4 bzw. 0,5 Ionen cm^{-3} sec^{-1} erzeugen. Derartige Intensitäten können aber bei der heutigen Meßgenauigkeit der Strahlungsapparate nicht mehr vernachlässigt werden. Bei Untersuchungen der Höhenstrahlung müssen daher diejenigen Messungen, bei denen solche Einflüsse der Luftstrahlung wirksam waren, besonders bewertet werden. Dazu muß der Nachweis erbracht werden, daß eine erhöhte Luftstrahlung a l l e i n an das Vorhandensein von Sperrschichten gebunden ist.

Aus diesen Gründen habe ich zunächst den Absorptionskoeffizienten der Erdstrahlung durch Messungen auf Türmen noch einmal untersucht und daran anschließend den Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung vom Boden bis 8800 m Höhe erneut gemessen. Hierbei schien der Höhenbereich vom Boden bis etwa 1500 m

Seehöhe besonders wichtig, weil die Messungen in diesen Höhen bereits durch die Erdstrahlung beeinflußt werden und deshalb, abgesehen von den Messungen im Gebirge, bisher keine einwandfreien Untersuchungen vorlagen. Der Einfluß der Luftstrahlung mußte sich dann von selbst ergeben.

II. Absorptionsgesetze bei Messungen mit Ionisationskammern.

Wenn ein homogenes Parallelstrahlenbündel Materie durchdringt, so gilt das gewöhnliche Exponentialgesetz:

$$(1) \qquad I_H = I_0 \, e^{-\mu H}$$

Wo I_0 die Intensität der Strahlung vor der Durchdringung der Materie ist, I_H die Intensität nach Durchsetzen der absorbierenden Schichtdicke H und μ der Absorptionskoeffizient der Strahlung, dessen Größe nur von der Art der durchstrahlten Materie und der Härte der Strahlung abhängt.

Zur Ableitung des Absorptionsgesetzes der Höhenstrahlung müssen bestimmte Annahmen über die Verteilung der Strahlungsquellen im Raum gemacht werden. So nehmen z. B. Kolhörster und Tuwim [10]) zunächst an, daß in den oberen Schichten der Atmosphäre Strahlungsquellen gleichmäßig verteilt sind. Der Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung in dieser Schicht sei μ'/ϱ' und ihr Absorptionsvermögen sei einer Wassersäule von der Dicke $\bar{H}'$ m äquivalent. Im Abstande N von dieser Schicht befinde sich die Ionisationskammer P. Das Absorptionsvermögen dieser von Strahlungsquellen freien Schicht von der Dicke N sei einer Wasserschicht von der Dicke $\bar{H}$ äquivalent und ihr Absorptionskoeffizient sei μ/ϱ. Die Wirkung einer einzigen Strahlungsquelle M auf die Ionisationskammer P ist dann nach Kolhörster und Tuwim

$$i = \frac{K}{D^2} \cdot e^{-\left(\frac{\mu'}{\varrho'} \cdot \varepsilon \, \bar{H}' + \frac{\mu}{\varrho} \bar{H}\right) \sec \vartheta}$$

Dabei ist K die Evesche Zahl der benutzten Ionisationskammer für Höhenstrahlung, D die Entfernung PM, ϑ der Winkel des Strahles PM gegen die Vertikale und weiter besteht die Beziehung $0 \leq \varepsilon \leq 1$. Die gesamte Strahlungsintensität im Punkte P ergibt sich dann zu:

$$I = \int_{\varepsilon=o}^{\varepsilon=1} \int_{\vartheta=o}^{\delta=\frac{\pi}{2}} 2\pi Kqe^{-(\mu'/\varrho' \varepsilon \bar{H}' + \mu/\varrho' \bar{H}) \sec \vartheta} \operatorname{tg}\vartheta d\vartheta d\varepsilon$$

$$I = \frac{2\pi Kq}{\mu'/\varrho'} \cdot \varnothing(\mu/\varrho \bar{H}) - \varnothing(\mu/\varrho \bar{H} + \mu'/\varrho' \bar{H}')$$

Dabei ist die Funktion:*)

$$\varnothing(\mu/\varrho H) = \int_{\vartheta=o}^{\vartheta=\frac{\pi}{2}} e^{-\mu/\varrho H \sec \vartheta} \sin\vartheta d\vartheta;$$

$$\frac{d\varnothing}{d(\mu/\varrho H)} = Ei(-\mu/\varrho H) = \int_{\vartheta=o}^{\vartheta=\frac{\pi}{2}} e^{-\mu/\varrho H \sec \vartheta} \operatorname{tg}\vartheta d\vartheta$$

Ist der interstellare Raum gleichmäßig mit Strahlungsquellen erfüllt, oder rührt die Höhenstrahlung von den Fixsternen her, so vereinfacht sich die angegebene Formel, da dann $\bar{H}' = \infty$ wird. Da nun $\bar{H} = H\varrho$ und $\mu/\varrho \bar{H} = \mu H$ ist, so folgt:

$$I = \frac{2\pi Kq}{\mu'/\varrho'} \cdot \varnothing \cdot (\mu/\varrho \bar{H}) = \frac{2\pi Kq}{\mu'/\varrho'} \cdot \varnothing \cdot (\mu H)$$

$$(2) \qquad I = I_o \varnothing(\mu H).$$

Dabei ist I_o die Intensität der Strahlung an der Grenze der Atmosphäre.

Bei der Berechnung des Absorptionskoeffizienten nach dem $\varnothing(\mu H)$-Gesetz tritt der prinzipielle Unterschied zwischen diesem und dem $e^{-\mu H}$-Gesetz zutage. Nennt man die Intensität eines homogenen Parallelstrahlenbündels im Abstande $H = O$, I_o so ist die Intensität im Abstande H_1, $I_o \cdot e^{-\mu H_1}$. Die Intensität beträgt dann im Abstande H_2, $I_o \cdot e^{-\mu - H_2}$ oder:

---

*) Numerische Auswertung der $\varnothing(\mu/\varrho H)$ Funktion findet sich bei F. Emde und E. Jahnke[12]).

$$I_{H_2} = I_{H_1} e^{-(H_2 - H_1)\cdot\mu}$$

d. h., daß die Kenntnis der Anfangsintensität I_0 zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten unnötig ist, daß es vielmehr genügt, wenn die Strahlungsintensität nur für zwei Schichtdicken bekannt ist. Für die Berechnung des Absorptionskoeffizienten nach dem $\varnothing(\mu H)$-Gesetz kann eine analoge Gleichung nicht bestehen. Vielmehr gewinnt man bei allseitig einfallender Strahlung den Absorptionskoeffizienten durch graphisches oder analytisches Ausprobieren nach folgender Gleichung:

$$\frac{I_{H_2}}{I_{H_1}} = \frac{\varnothing(\mu H_2)}{\varnothing(\mu H_1)}$$

oder man benutzt folgende empirische Formel von Kolhörster und Tuwim [10]), die für den Barometereffekt aufgestellt wurde. Danach ist:

(3)

$$(\mu/\varrho)_{H_2O} = \frac{1}{\bar{H}}\left(11{,}92 - \sqrt{145{,}96 - \frac{2}{11}\bar{B}\cdot\overline{BE}}\right) \quad \left| \; 86 \leqq \bar{B}\cdot\overline{BE} \leqq 360 \right.$$

Dabei ist $\bar{B}$ die mittlere Dicke der Quecksilberschicht in dem untersuchten Absorptionsintervall und $\bar{H}$ die entsprechende Wasserschicht. $\bar{B}$ und $\bar{H}$ werden dabei in cm gemessen. $\overline{BE}$ ist die mittlere prozentuale Änderung der Intensität für 1 cm Quecksilberdickenänderung, also für Höhenstrahlung ihr Barometereffekt.

Neben diesen rein rechnerischen Schwierigkeiten bei der Bestimmung von Absorptionskoeffizienten treten noch solche physikalischer Art auf. Sie bestehen darin, daß der Absorptionskoeffizient nicht exakt physikalisch definiert werden kann. Denn was als Absorption bezeichnet wird, ist eine Überlagerung verschiedener Vorgänge: der Photoabsorption und der Zerstreuung. Bei γ-Strahlungen von der Härte der radioaktiven Substanzen und vor allen Dingen der Höhenstrahlung tritt die Photoabsorption gegenüber der Zerstreuung fast vollkommen zurück. Mit der Zerstreuung tritt aber eine Richtungsänderung des ursprünglich vorhandenen primären Strahlenbündels ein und daher können die Ansätze, aus denen die Gleichungen (1) und (2) sich ergaben, den tatsächlich vorliegenden Verhältnissen nur bedingt entsprechen. Ein Vergleich der gemessenen Absorptionskoeffizienten untereinander ist daher nur bei einigermaßen gleichartiger Strahlung und Anordnung mög-

lich, dagegen nur näherungsweise ein solcher mit Koeffizienten, für die durch spezielle Anordnungen die strenge Gültigkeit der Gleichungen (1) und (2) gesichert ist.

Bei der Messung der Höhenstrahlung hat man es nun nicht mit homogener, sondern mit inhomogener Strahlung zu tun. Die experimentell erhaltene Absorptionskurve wird also nur durch eine Summe von $e^{-\mu H}$ - bzw. $\varnothing\ (\mu H)$-Funktionen dargestellt werden können, je nachdem, ob eine parallele oder allseitig einfallende Strahlung vorliegt, wobei durch die Absorptionskoeffizienten die verschiedenen Komponenten charakterisiert sind. Man hat also als allgemeine Form des Absorptionsgesetzes einer inhomogenen Strahlung die beiden Ausdrücke:

(4) $$\sum_{n}^{n} I_{H_n} = \sum_{n}^{n} I_{O_n} \cdot e^{-\mu H}$$

(5) $$\sum_{n}^{n} I_{H_n} = \sum_{n}^{n} I_{O_n} \varnothing (\mu H)$$

Besteht die inhomogene Strahlung aus f-Komponenten, so sind 3 f-Unbekannte vorhanden, da die Messung nicht die Intensität der einzelnen Komponenten selbst, sondern nur deren Summe ergibt. Um aus dem gemessenen Absorptionsverlauf die Absorptionskoeffizienten der einzelnen Komponenten bestimmen zu können, kann eine Zerlegung der experimentellen Absorptionskurve versucht werden. Eine solche Zerlegung ist im allgemeinen nur dann möglich, wenn die inhomogene Strahlung aus wenigen Komponenten mit sehr verschieden großen Absorptionskoeffizienten besteht, denn nur dann erhält man hinter genügend großen Schichtdicken als Absorber wieder eine homogene Strahlung. Nach dem Vorgehen von Hellmann [15]) extrapoliert man aus dem Absorptionsverlauf der härtesten Komponenten für große Schichtdicken auf ihren Verlauf bis zur Schichtdicke $H = O$ und subtrahiert die so erhaltene Absorptionskurve von der gemessenen Absorptionskurve. Durch mehrmalige Wiederholung dieser Rechnung für die verschiedenen Komponenten gewinnt man so nacheinander deren Absorptionskoeffizienten und Anfangsintensitäten. Eine solche Komponentenzerlegung ist natürlich nur dann möglich, wenn die Absorptionskoeffizienten sich so stark unterscheiden, daß für die jeweils größte Schichtdicke tatsächlich nur e i n e Komponente wirksam ist. Derartig günstige Verhältnisse liegen aber nur sehr

selten vor und werden praktisch auf Strahlungen mit nur zwei sehr verschieden harten Komponenten beschränkt sein. In allen anderen Fällen sind die so gefundenen Absorptionskoeffizienten nicht sicher, wie Weld [16]) für die von Millikan [17]) vorgenommene Zerlegung seiner Absorptionskurve in vier Komponenten zeigen konnte, die bei der Rechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate zu negativen Absorptionskoeffizienten führte!

Kann man allgemein keine Angaben über Zahl und Härte der Komponenten machen, so bleibt zur ersten Orientierung nur die Möglichkeit, zur Berechnung von μ statt der Gleichungen (4) und (5) die Gleichungen (1) und (2) bzw. (3) anzusetzen. Dann wird jedoch μ kein eindeutiges Charakteristikum der Strahlung sein, sondern es ist eine formale Rechengröße, die außerdem jetzt eine Funktion der Schichtdicke H sein muß. Indem man die Absorptionskoeffizienten für verschiedene Schichtdicken berechnet, gewinnt man so aus dem Gang des mittleren Absorptionskoeffizienten mit der Schichtdicke H einen ersten Anhalt für die Qualität und Inhomogenität der Strahlung.

Das Absorptionsgesetz der Erdstrahlung wird gleichfalls durch das $\varphi(\mu H)$-Gesetz gegeben, da ein mit strahlenden Substanzen gefüllter Raum von unendlicher Größe durch eine absorbierende Schicht hindurch auf die Ionisationskammer wirkt. Daher liegen hier die analogen Verhältnisse vor, die zur Ableitung der $\varphi(\mu H)$-Funktion führten (S. 6).

Für die Luftstrahlung kommen verschiedene Absorptionsgesetze je nach der Verteilung der aktiven Substanzen zur Anwendung. Die einfachste Annahme einer gleichmäßigen Verteilung im unendlichen Raum führt zu dem Ausdruck [14]):

(6) $$\sigma = \frac{Q \cdot \mu}{4 \cdot \pi \cdot K}$$

Q = Intensität in Ionen cm^{-3} sec^{-1}
σ = Konzentration der Emanation in Curie cm^{-3}
K = Evesche Zahl der benutzten Ionisationskammer.

Für einen unendlichen Halbraum sei die Intensität der Strahlung in einem Punkt der Begrenzungsebene I_0. Dann ist im Abstande x cm von dieser Ebene die Intensität [14]):

(7) $$I_x = I_0 \varphi(\mu x)$$

Die dritte Annahme, daß die strahlenden Substanzen in einer unendlich ausgedehnten Schicht von der Dicke h verteilt sind, führt

zu der Formel [14]) (siehe Meyer und Schweidler, Radioaktivität, Leipzig 1927; dort S. 87):

(8)

$$I_x = I_0 \left[e^{-\mu' x'} (1 - e^{-\mu h}) + (\mu' x' + \mu h) \cdot \varnothing(\mu' x' + \mu h) - \mu' x' \varnothing(\mu' x') \right]$$

Dabei ist x′ der Abstand von der Schicht, μ der Absorptionskoeffizient der Schicht und μ' der Absorptionskoeffizient eines außerhalb der Schicht befindlichen Mediums. Wird diese Formel (8) auf den Fall einer mit aktiven Substanzen gefüllten Sperrschicht angewandt, so wird $\mu = \mu'$. Sie ist natürlich ein Sonderfall der Formel (7), denn in diesen Ausdruck verwandelt sich die Gleichung (8) für $\mu = \mu'$, und $h = \infty$. Da für diesen Fall das $\varnothing(\mu x)$-Gesetz gilt, nach dem die Berechnung von μ einfacher ist als nach der Formel (8), wurde numerisch untersucht, für welche Größe von h praktisch das $\varnothing(\mu x)$-Gesetz gilt. In der folgenden Tabelle sind die experimentellen Werte aus der in Königswusterhausen gemessenen mittleren Absorptionskurve der Luftstrahlung entnommen.

Abstand von der Schicht in m	Ionen cm^{-3} sec^{-1} (experimentell)	Ionen cm^{-3} sec^{-1} berechnet nach Formel (16) $\mu = 4{,}5 \cdot 10^{-5}$	Ionen cm^{-3} sec^{-1} berechnet nach Formel (8) $\mu = 4{,}5 \cdot 10^{-5}$, $h = 50$ m
0	1,01	1,17	1,06
20	0,85	0,87	0,85
50	0,67	0,64	0,65
100	0,46	0,42	0,44

Diese Tabelle zeigt, daß praktisch für eine Schichtdicke von 50 m anstatt der Formel (8) schon die Formel (7) gilt, und zwar mit einer Genauigkeit von ± 3% für Abstände von der Schicht größer als 20 m.

III. Die Höhenstrahlung.

Der Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung wurde in drei aufeinanderfolgenden Stufen gemessen. Die erste Stufe von 150 m Seehöhe bis 1500 m Seehöhe wurde mit Wasserflugzeugen der Reichsverkehrsfliegerschule bei Flügen über der Ostsee durchgeführt, um jeden Einfluß der Erdstrahlung auszuschließen. Die zweite Stufe von 1500—5500 m Seehöhe wurde mit Hilfe des Wetterflugzeuges der Flugstelle Tempelhof und die dritte von 5500—9000 m Höhe im Freiballon untersucht.

A. Messungen im Flugzeug.

1. Apparatur und Meßmethode.

Zu den Messungen wurden zwei Strahlungsapparate nach Kolhörster mit folgenden Konstanten verwandt:

	Kapazität	Volumen	Evesche Zahl	Reststrahlung
Apparat 14 . .	0,402 cm	4130 cm^3	5,73 10^9	1,72 I
Apparat 20 . .	0,462 cm	4130 cm^3	5,80 10^9	1,88 I

Die Evesche Zahl wurde unter möglichst vollständiger Vermeidung aller Streustrahlung (Apparat und ungepanzertes Radiumpräparat freihängend, Entfernung von den Wänden mindestens 2 m, vom Boden 1,6 m) gemessen. Das benutzte Ra-Präparat enthielt 0,723 mg Radium.

Bei den Messungen im Flugzeug wurde der Strahlungsapparat 14 alle Minute abgelesen. Bei den 10 Dauermessungen (Tabelle I) wurde in den entsprechenden Höhen etwa 40 Minuten lang in konstanter Höhe geflogen, so daß zur Berechnung der Intensität 20 Differenzen zu je 20 Minuten zur Verfügung standen. Bei dieser Meßdauer war die mittlere Schwankung der so erhaltenen Differenzen etwa $\pm 3\%$. Außerdem wurden zwei Aufstiege so durchgeführt, daß mit dem gleichmäßig steigenden Flugzeug die Maximalhöhe von 5500 m in etwa 30 Minuten erreicht war. Währenddessen wurde der Strahlungsapparat jede Minute abgelesen. So konnte die Strahlungsintensität für jede beliebige Höhe interpoliert werden (Interpolationsmessung). Ein Flugzeugmeteorograph registrierte für jeden Meßtag die Temperaturverteilung in der Atmosphäre. An Hand dieser Registrierungen konnten dann die genauen Meßhöhen berechnet werden. Die Strahlung des Flugzeuges selbst (Leuchtzifferblätter der Bordinstrumente) wurden durch Vergleichsmessungen im Flugzeug und außerhalb des Flugzeuges ermittelt. Sie schwankte je nach dem benutzten Flugzeug und der Aufstellung des Apparates zum Instrumentenbrett zwischen 0,3 und 1,5 I.

2. Diskussion der Messungen.

Die Tabelle 1 und die Abbildung 1 zeigen die erhaltenen Ergebnisse aus etwa 450 Einzelmessungen über Land und über See.

Tabelle I.

Messungen der Höhenstrahlung im Flugzeug.

Dauermessungen Datum	Höhe	Ionen minus Reststrahlung des Flugzeuges	Bemerkungen
10. 12. 1931	51 m	2,63 I	über See
10. 12. 1931	152 m	2,15 I	über See
9. 12. 1931	387 m	3,27 I	über See
10. 12. 1931	658 m	2,43 I	über See
9. 12. 1931	991 m	3,26 I	über See
10. 12. 1931	1532 m	3,49 I	über See
29. 5. 1931	1835 m	5,50 I	über Land
29. 5. 1931	2950 m	7,29 I	über Land
29. 5. 1931	4260 m	13,44 I	über Land
29. 5. 1931	5550 m	22,56 I	über Land

Interpolationsmessungen.

Datum: 28. 5. 1931.		Datum: 29. 5. 1931.	
Mittlere Höhe	Ionen korrigiert auf Reststrahlung des Flugzeuges	Mittlere Höhe	Ionen korrigiert auf Reststrahlung des Flugzeuges
1615 m	4,27 I	1650 m	5,31 I
2135 m	4,98 I	1835 m	5,25 I
2325 m	6,98 I	2625 m	5,93 I
2630 m	6,34 I	3500 m	12,16 I
3080 m	8,20 I	4500 m	14,87 I
3500 m	10,06 I	5250 m	20,77 I
4000 m	12,80 I		
4560 m	15,19 I		
4875 m	17,15 I		

Beide Meßreihen über Land und über See zeigen deutlich die gleiche Zunahme der Höhenstrahlung mit wachsender Höhe. Die Schwankung der einzelnen Meßpunkte um die gezeichnete Kurve liegt vollkommen innerhalb der Meßgenauigkeit bis auf einige Punkte, die offensichtlich durch Einflüsse der Luftstrahlung entstellt sind. Im Absatz V wird gezeigt werden, daß diese Einflüsse auf die Anwesenheit von Sperrschichten in der Atmosphäre zurückgeführt werden können. Für die folgenden Überlegungen soll daher nur die ausgezogene Kurve berücksichtigt werden. Zum Vergleich sind noch die Messungen von Kolhörster [1]) und Büttner [2]) und Reitz [18]) in Abb. 1 dargestellt. Wie weit die Schwan-

kungen der Einzelmessungen von Büttner und Reitz auf Einflüsse der Luftstrahlung oder auf Meßfehler zurückgeführt werden müssen, kann nicht entschieden werden, da diese Beobachter nicht ihre Temperaturkurven angegeben haben, so daß nur die Mittelkurve ihrer Werte zum Vergleich zu benutzen ist.

Berechnet man nach Formel 3 die Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung für die Messungen von Kolhörster und Suckstorff, so ergibt sich die folgende Tabelle II, die in Abb. 2 noch einmal graphisch dargestellt ist. In Abb. 3 ist im stark vergrößerten Maßstabe der Intensitätsverlauf der Höhenstrahlung nach den Messungen von Suckstorff zwischen 0 und 3000 m Höhe gezeigt.

Tabelle II.

Der Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung zwischen 0 und 5 km Höhe.

Höhe in km	Luftdruck cm Hg	Wasseräquivalent cm H_2O	Ionen	Zwischen- km	(μ/ϱ) H_2O cm^2g^{-1} nach $\varnothing$ (μx)	
					Suckstorff	Kolhörster
0	76,0	931	2,08	0—0,5	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$	
0,5	72,0	882	2,35	0,5—1,0	$2{,}3 \cdot 10^{-3}$	
1,0	68,1	834	2,70	1,0—1,5	$4{,}8 \cdot 10^{-3}$	
1,5	64,4	789	3,45	1,0—2,0	$5{,}3 \cdot 10^{-3}$	
2,0	60,7	746	4,50	2,0—3,0	$5{,}1 \cdot 10^{-3}$	$4{,}4 \cdot 10^{-3}$
3,0	53,9	661	7,60	3,0—4,0	$5{,}0 \cdot 10^{-3}$	$4{,}7 \cdot 10^{-3}$
4,0	47,6	583	12,20	4,0—5,0	$4{,}7 \cdot 10^{-3}$	$5{,}0 \cdot 10^{-3}$
5,0	42,1	516	18,20			

Die Kurve des Absorptionskoeffizienten (Abb. 2) und die der Intensität (Abb. 3) zeigen beide einen Knick in etwa 1500 m Höhe. Die Abb. 2 zeigt weiter, daß im Bereich von 2—5 km Höhe bis auf $\pm 5\%$ Übereinstimmung zwischen den Absorptionskoeffizienten von Kolhörster und Suckstorff besteht. Zwischen 6 und 7 km Höhe fand Kolhörster [19]) bereits einen ähnlichen Knick in dem Gang des Absorptionskoeffizienten und deutete ihn als allmähliche Sättigung einer primär einfallenden Höhenstrahlung mit Sekundärstrahlen. Der Unterschied zwischen dem Knick im Gang der Absorptionskoeffizienten in 6500 und 1500 m Höhe besteht nur darin, daß der Absorptionskoeffizient nach Kolhörster von 2000 m Höhe an mit wachsender Höhe stetig ansteigt, in 6500 m Höhe sein Maximum erreicht und mit weiter wachsender Höhe wieder abnimmt. Bei dem Knick in 1500 m Höhe dagegen nimmt der Absorptionskoeffizient von 500 m Höhe bis 1500 m Höhe stark zu, um dann von 1500 m bis 4500 m praktisch kon-

stant zu bleiben. Faßt man den Knick in 6500 m Höhe als Sättigung einer Komponente einer primär einfallenden Strahlung auf, so könnte man das Verhalten des Absorptionskoeffizienten zwischen 5000 und 1000 m Höhe eventuell als allmähliche Sättigung einer größeren Anzahl von Primärkomponenten deuten, die sich nur wenig in ihren Absorptionskoeffizienten unterscheiden. Die Größe dieser Absorptionskoeffizienten müßte dann zwischen $(\mu/\varrho)_{H_2O} = 6$ bis $4 \cdot 10^{-3}$ cm^{2}g^{-1} liegen.

Das „Härterwerden" der Höhenstrahlung zwischen 0 und 2000 m Höhe erklärt nunmehr auch zwanglos die Diskrepanz, die bisher zwischen den aus Messungen in Luft (im Mittel $\mu/\varrho = 5 \cdot 10^{-3}$ cm^2 g^{-1}) und den am Erdboden in Blei oder Wasser gemessenen gefunden wurde. Messungen in Blei oder Wasser ergaben im Mittel der verschiedenen Beobachter (Kolhörster [10]), Myssowski und Tuwim [20]), Millikan [16]) und Büttner [2])) für eine überlagernde Masse von 9 m Wasseräquivalent $(\mu/\varrho)_{H_2O} = 1{,}8 - 2{,}9 \cdot 10^{-3}$ cm^2 g^{-1}. Dieser Wert fügt sich der Kurve des Absorptionskoeffizienten in Abb. 2 gut ein. Noch besser wird die Übereinstimmung mit dem von Kolhörster [21]) neuerdings aus dem vertikalen Zählrohreffekt in freier Luft zu $(\mu/\varrho)_{H_2O} = 1{,}6 \cdot 10^{-3}$ cm^2 g^{-1} experimentell ermittelten Absorptionskoeffizienten, der für eine überlagernde Masse von 9,31 m Wasseräquivalent gilt. Dieser Wert ist in Abb. 2 eingetragen.

Die Intensität der Höhenstrahlung am Erdboden kann aus der Warnemünder Meßreihe zu 2,08 I extrapoliert werden, und zwar liegt der tiefste Meßpunkt 152 m hoch. An Hand der Meßgenauigkeit der einzelnen Meßpunkte von ± 2—3% kann dieser Wert mit $2{,}08 \pm 0{,}07$ I angenommen werden.

B. Messungen im Freiballon.

1. Apparatur.

Die dritte Stufe der Höhenstrahlmessungen zwischen 5000 und 8800 m Seehöhe wurde im Freiballon „Ernst Brandenburg" bei zwei Fahrten durchgemessen. Die erste Fahrt am 18. Februar 1932 führte von Bitterfeld nach Eueln, 60 km östlich von Köln; die zweite am 19. März 1932 von Bitterfeld über Böhmen nach Lundenberg in der Tschechoslowakei. Es wurde eine Maximalhöhe von 8800 bzw. 8200 m Seehöhe erreicht. Die Höhenkurven (Abb. 4 und 6) und Temperaturkurven (Abb. 5 und 7) beider Fahrten zeigen den Verlauf derselben im einzelnen. Als Meßapparat diente der Apparat 20 mit magnetischer Ladesonde. Er blieb über die Zeit beider Fahrten vollkommen dicht, wie folgende Tabelle zeigt:

Datum	Ort	Dichte	Datum	Ort	Dichte
16. 2. 1932	Potsdam	0,001219	16. 3. 1932	Potsdam	0,001221
18. 2. 1932	Bitterfeld	0,001217	19. 3. 1932	Bitterfeld	0,001218
18. 2. 1932	Eueln	0,001218	19. 3. 1932	Lundenburg	0,001217
21. 2. 1932	Potsdam	0,001216	23. 3. 1932	Potsdam	0,001218

Zur Bestimmung der Höhe diente ein Ballonmeteorograph der Thüringischen Landeswetterwarte und ein Höhenschreiber der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt. Auf der ersten Fahrt wurde außerdem ein Quecksilberbarometer des Meteorologischen Instituts Berlin, auf der zweiten ein besonders zuverlässiger Höhenschreiber von der Firma Lambrecht benutzt, der von der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt zur Verfügung gestellt war. Alle Registrierinstrumente wurden auf ihre Temperaturanhängigkeit im Kälterezipienten der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt in dem Temperaturintervall von + 25° C bis — 45° C geprüft. Bei sämtlichen Instrumenten lag der durch dieses Temperaturintervall hervorgerufene Fehler in der Druckangabe unter 1 mm Hg, bei dem Höhenschreiber von Lambrecht unter 0,1 mm Hg. Die Höhen wurden nach dem Temperaturdruckdiagramm, das aus den Registrierungen des Meteorographen entnommen wurde, in acht Stufen nach der Staffelmethode gerechnet. Der mittlere Fehler einer absoluten Höhenangabe dürfte zwischen 100—200, der einer relativen zwischen 50—100 m liegen.

2. Meßmethode und Ergebnisse.

Um möglichst alle Feinheiten in der Höhenverteilung zu erfassen, wurde unter dauernden Messungen von der rasch erreichten Prallhöhe (in 6200 m bei der ersten, 4000 m bei der zweiten Fahrt) gleichmäßig langsam weiter gestiegen. Die Steiggeschwindigkeit betrug bei der ersten Fahrt rund 0,9 m/sec und bei der zweiten 0,6 m/sec. Wie die Tabellen III und IV zeigen, sind die gemessenen 27 Werte bei der ersten Fahrt je in einem mittleren Zeitintervall von 2—4 Minuten erhalten, was einem Höhenintervall von 108—216 m entspricht. Bei der zweiten Fahrt wurden insgesamt 150 Differenzen mit einer mittleren Zeitspanne von etwa 1 Minute erhalten. Die so gewonnenen Voltverluste wurden in der Tabelle IV zu größeren Differenzen (im Mittel etwa 6—8 Minuten) zusammengefaßt. Die auf beiden Fahrten gemessenen Intensitätskurven sind in Abb. 8 graphisch dargestellt.

Tabelle III.

Messungen der Höhenstrahlung im Freiballon am 18. Februar 1932.

Mittlere Höhe in m	Luft-temperatur	Gemessener Voltverlust	Zeitdifferenz in Minuten	Ionen abzüglich Reststrahlung	
2150	— 4,2	2,5	5	7,03	
3430	— 5,0	3,0	4	8,48	
2840	— 6,1	4,2	6	7,99	
3120	— 6,4	4,3	5	10,00	
3420	— 5,1	10,0	11	10,07	
3800	— 5,0	4,5	4	13,63	
4440	—11,0	25,0	20	15,73	
5180	—15,2	14,0	8	22,29	
6520	—24,9	10,1	3	44,66	Messungen
6620	—28,2	8,2	2	54,70	während
6760	—29,3	12,2	4	40,90	des
6940	—30,1	8.8	4	29,42	Aufstieges
7240	—31,8	6,4	2	42,32	
7995	—36,2	28,1	7	53,55	
8400	—42,1	32,4	6	72,70	
8350	—41,3	18,7	3	70,80	
8400	—42,1	15,8	3	77,10	
8400	—42,1	66,3	12	74,48	
8400	—42,1	54,7	10	73,66	
8800	—46,3	15,5	3	69,52	
7900	—40,8	21,2	5	56.67	
7200	—31,5	9,5	3	41,90	Messungen
6550	—27,3	9,3	2	62,34	während
6280	—25,9	6,0	2	39,55	des
4740	—13,6	10,0	7	17,87	Abstieges
3080	— 6,4	8,6	13	7,26	
800	— 0,1	11.5	26	4,22	

Tabelle IV.

Messungen der Höhenstrahlung im Freiballon am 19. März 1932.

Mittlere Höhe in m	Luft-temperatur	Gemessener Voltverlust	Zeitdifferenz in Minuten	Ionen abzüglich Reststrahlung	
4680	—15,4	11,1	7	19,41	Messungen während des Aufstieges
4830	—15,9	9,6	6	21,29	
5070	—17,1	10,9	5	28,51	
5750	—21,6	21,0	9	30,30	
6030	—24,4	20,3	8	33,14	
6280	—22,1	28,0	9	41,13	
6875	—27,5	13,9	4	46,08	
6950	—31,2	15,2	4	56,62	
7295	—32,9	32,7	5	63,46	
7600	—31,1	36,0	7,5	69,37	
8055	—44,4	9,5	1,5	78,89	
8150	—45,0	17,2	2	89,39	
7125	—33,1	10,2	2,5	54,36	
7310	—36,2	19,4	4,0	65,07	
7675	—40,8	22,7	4,5	67,84	
8000	—44,5	111,2	20	78,86	
7900	—43,2	31,7	6	71,02	Messungen während des Abstieges
7585	—38,7	30,8	6,5	63,48	
7265	—32,5	11,1	2,5	59,87	
7060	—31,9	13,4	3,5	51,06	
6260	—22,8	15,0	5,5	35,77	
5650	—20,7	10,8	4,5	31,16	
5000	—16,9	13,9	7	25,47	
4260	—13,8	8,7	6	18,12	

Mittelt man die Ergebnisse beider Fahrten, so ergibt sich bis 7500 m Höhe Übereinstimmung mit den Messungen von Kolhörster. Von 7500—8500 m Höhe wird dann nach meinen Messungen die Strahlung ganz erheblich weicher, während sie nach Kolhörster mit wachsender Höhe härter wird. Die Ionisationskurven meiner einzelnen Fahrten weisen aber in sich und untereinander Schwankungen auf, deren Größe die Meßgenauigkeit weit überschreitet und daher reell sein müssen. Daher erscheint es zweckmäßiger, nicht die Mittelkurve, sondern die einzelnen Kurven der beiden Fahrten zur Diskussion zu verwenden.

3. Diskussion der Ergebnisse.

Das auffallendste an der Ionisationskurve der ersten Fahrt ist der gewaltige Buckel in 6800 m Höhe. Seine Realität sei daher zunächst diskutiert, wozu die folgende Tabelle V diene.

Tabelle V.

Höhe	Ionen	Ionendifferenz	Zunahme in % auf 100 m
3800	13,6		
		+ 2,1	+ 2,3
4440	15,7		
		+ 6,6	+ 5,7
5180	22,3		
		+ 22,4	+ 7,5
6520	44,7		
		+ 10,0	+ 25
6620	54,7		
		— 13,8	— 18
6760	40,9		
		— 11,5	— 16
6940	29,4		
		+ 12,9	+ 15
7240	42,3		
		+ 11,3	+ 3,6
7995	53,6		
		+ 20,4	+ 9,4
8400	74,0		

Aus Tabelle III ergibt sich, daß der Buckel beim Abstieg in der gleichen Höhe auftritt wie beim Aufstieg. Ein Vergleich mit der Tabelle V zeigt, daß er durch 4 Werte beim Aufstieg und 3 beim Abstieg festgelegt wird. Berücksichtigt man ferner, daß die Zunahme der Strahlung zwischen 5180 und 6520 m Höhe hiernach insgesamt 100% beträgt, so wird die Möglichkeit von Meßfehlern unwahrscheinlich. Um einen Anhalt für die unter den Bedingungen einer Ballonhochfahrt geltende Meßgenauigkeit der Einzelwerte zu erhalten, wurde aus 18 Einzelwerten die Tabelle VI berechnet. Diese 18 Einzelwerte sind auf der zweiten Fahrt in 14 Minuten bei einer konstanten Höhe von 8400 m gewonnen.

Tabelle VI.

Zeitdifferenz der Einzelmessung	Zahl der Zeitdifferenzen	Mittlere Schwankung der Einzelmessung
0,5 min.	7	± 7,1 %
1,0 min.	12	± 9,5 %
2,0 min.	7	± 3,1 %
3,0 min.	5	± 2,6 %

Da bei den zur Messung des Buckels benutzten Werten Zeitdifferenzen von mindestens 2 Minuten vorlagen, durfte die mittlere Schwankung nicht größer sein als ± 4—5%. Diese geringe mittlere Schwankung zeigt schon die Realität des Buckels, dazu kommt noch, daß er nicht auf Apparatfehler zurückgeführt werden kann. Das Zusammenfallen der Auf- und Abstiegswerte zwingt vielmehr zu der Annahme eines äußeren, zumindest von der Höhe abhängigen Einflusses. Das könnte aber nur die Änderung der Luft- und damit der Apparattemperatur gewesen sein. Nun ist bisher irgendeine Abhängigkeit des benutzten Apparates von der Temperatur niemals beobachtet worden. Bei einer Steiggeschwindigkeit von 0,9 m/sec kann man — vor allem bei der hohen Wärmekapazität des Instrumentes — kaum von einer Lüftung sprechen, die in einer Temperaturinversion rasche Temperaturveränderungen hervorgerufen haben könnte; vor allen Dingen müßten dann bei der viel intensiveren Lüftung im Flugzeug ähnlich große Schwankungen aufgetreten sein, was nicht der Fall war.

Wenn der Buckel reell ist, dann kann er nur auf die Wirkung radioaktiver Massen zurückgeführt werden, die in etwa 6500 m Höhe in einer verhältnismäßig dünnen Schicht konzentriert waren, denn seine Deutung als Sättigungseffekt scheitert an seiner Größe. Nur unter dieser Annahme ist eine zwanglose Zusammenfassung der Ergebnisse beider Fahrten möglich. Die Anwesenheit einer Schicht von radioaktiven Massen in rund 6500 m Höhe wird gestützt durch das Auftreten einer kräftigen Sperrschicht in rund 6400 m Höhe. Wie schon einleitend bemerkt wurde, haben Sperrschichten in der Atmosphäre die Eigenschaft, sich mit radioaktiven Substanzen anzureichern und damit eine vermehrte Luftstrahlung zu erzeugen. Die Meßreihen in Warnemünde und Tempelhof zeigten das schon für geringere Höhen deutlich (bis 5500 m) und ergaben zum Teil Zusatzstrahlungen bis zu 3 Ionen. Merkwürdigerweise, umgekehrt wie anzunehmen, erwiesen sich Sperrschichten in größerer Höhe als stärker „aktiv“ als solche in geringerer. Mit der Deutung des Buckels als Wirkung großer aktiver Massen erklärt sich zugleich die starke Zunahme der Strahlung zwischen 8000 und 8400 m Höhe, da auch in 8400 m Höhe eine kräftige Temperaturinversion gefunden werden konnte. Die Herkunft dieser strahlenden Massen sei zunächst nicht erörtert (das wird in Absatz V geschehen), sondern nur deren Intensität und Absorptionskoeffizient. Die Konzentration der aktiven Massen ergibt sich nach Formel (6) (Seite 12) zu:

$$\sigma = \frac{Q \cdot \mu}{4\pi \cdot K}$$

Da diese Formel unter der Annahme eines unendlich großen, mit aktiven Substanzen gefüllten Raumes abgeleitet worden ist, erhält man einen Minimalwert der Konzentration. Es ist: $Q = 34$ I; $K = 5{,}8 \cdot 10^9$; $\mu = 6 \cdot 10^{-5}$ für Luft 760 mm Hg 0° C, also für 339 Hg und $-27°$ C, $\mu = 2{,}48 \cdot 10^{-5}$.

$$\sigma = \frac{34 \cdot 2{,}48 \cdot 10^{-5}}{4 \cdot \pi \cdot 5{,}8 \cdot 10^9} = \frac{84{,}32 \cdot 10^{-5}}{72{,}85 \cdot 10^9}$$

$$= 116 \cdot 10^{-16} \text{ Curie cm}^{-3}$$

Am Boden ist normalerweise $= 1 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3}.

Berechnet man weiter nach dem $\varnothing$ (μ x)-Gesetz den Absorptionskoeffizienten dieser Zusatzstrahlung, so ergibt sich $\mu_{\text{Luft } 760,0} = 4{,}4 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}, also ein Koeffizient, der vollständig der Größenordnung radioaktiver Substanzen entspricht (μ_{Luft} für RaC $= 6 \cdot 10^{-5}$, für ThC″ $= 4{,}55 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}).

Die Ionisationskurve der zweiten Fahrt zeigt zwar äußerlich einen ganz andern Verlauf als die der ersten, dieser veränderte Verlauf ist aber nur unter der Voraussetzung größerer Mengen aktiver Substanzen in der Atmosphäre zu deuten. Auch die Ionisationskurve der zweiten Fahrt zeigt die starke Zunahme der Strahlung in 8000 m Höhe, nur liegt der Beginn dieser Zunahme schon in 7900 m Höhe. Bei dieser zweiten Fahrt wurde in 8000 m Höhe eine Inversionsschicht gefunden. Es ist sehr wohl anzunehmen, daß die Inversionen, an denen beide Fahrten ihr Ende fanden, die „große Inversion" gewesen ist. Ist aber diese große Inversion mit aktiven Massen erfüllt, so muß eine Zunahme der Strahlung in ihrer Nähe auftreten, die ja auch jedesmal bei der großen Inversion in entsprechender Höhenlage gefunden worden ist. Bei der zweiten Fahrt ergaben sich in sämtlichen Höhen über 7000 m stärkere Ionisationen als bei der ersten Fahrt, dagegen ist der Buckel in 6500 m Höhe vollkommen verschwunden, aber durch mehrere kleine ersetzt. Das würde bedeuten, daß sich die aktiven Massen, die vorher in 6500 m Höhe in einer einzigen Schicht konzentriert waren, auf den Raum zwischen 5000 und 8000 m Höhe verteilt haben. Diese Verteilung auf einen größeren Raum ist ohne weiteres verständlich, da zwischen beiden Fahrten in der Wetterlage zweimal ein Hochdruckgebiet von einem Tiefdruckgebiet abgelöst wurde, wodurch eine starke Durchmischung in der Vertikalen hervorgerufen wurde. Daß diese Durchmischung nicht vollständig war, sondern daß Stellen stärkerer und schwächerer Konzentration bestehen blieben, ist verständlich. Eine Verteilung der aktiven Massen auf einen größeren Raum läßt sich auch zahlen-

mäßig — wenn auch nur größenordnungsmäßig — erfassen. Vergleicht man die Ionisationskurven beider Fahrten, so ergibt sich bei Ausschaltung des großen Buckels eine ungefähre Zunahme von 10 Ionen bei den Werten vom 19. März 1932 gegenüber denen vom 18. Febr. 1932 zwischen 6800 und 8200 m Höhe. Nach Formel (6) berechnet sich dann die Konzentration zu:

$$\sigma = \frac{10 \cdot 2{,}48 \cdot 10^{-5}}{4 \cdot \pi \cdot 5{,}8 \cdot 10^{9}} = 34 \cdot 10^{-16} \text{ Curie cm}^{-3}$$

Im Vergleich mit dem Minimalwert der Konzentration am 19. März in 6500 m Höhe von $\varrho = 116 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3}, ein sehr gut möglicher Wert.

Zusammenfassend läßt sich sagen:

Die gemessenen Ionisationskurven beider Fahrten weisen unter- und gegeneinander Schwankungen auf, die reell sein müssen, wie vor allem das Zusammenfallen der Auf- und Abstiegswerte beider Fahrten beweist. Gemeinsam zu deuten sind diese Schwankungen unter der Annahme größerer strahlenden Massen in den höheren Schichten der Atmosphäre. Diese Annahme erklärt auch den Unterschied zwischen den Ergebnissen der beiden Hochfahrten und den früheren von Kolhörster. Da Kolhörsters Aufstiege im Hochsommer unternommen wurden, muß bei ihm die große Inversion in 10 bis 11 km Höhe gelegen haben, so daß ihre Wirkung in seinen Messungen noch nicht zum Ausdruck kommen konnte, da seine Maximalhöhe 9300 m betrug. Während aber die aktiven Massen in den Höhen bis 5000 m nur geringe Zusatzstrahlungen liefern, wie die Messungen in Tempelhof und Warnemünde beweisen, ist dieser Einfluß für die größeren Höhen über 5000 m nach den Ergebnissen der Ballonfahrten beträchtlich. Für die Messungen bis 5000 m Höhe ist daher die Trennung von Luft- und Höhenstrahlung gut möglich und damit die stückweise berechneten Absorptionskoeffizienten für die Höhenstrahlung selbst charakteristisch. Das wird für die Messungen über 5000 m Höhe nicht mehr der Fall sein. Hier spielt vielmehr die Luftstrahlung schon eine sehr bedeutende Rolle, und deshalb sind für die Messungen zwischen 5 und 6 km Höhe keine Absorptionskoeffizienten berechnet.

In den Höhen über 5000 m kann man daher mit dem Vorhandensein von zwei Komponenten rechnen. Die eine Komponente ist die Höhenstrahlung selbst. Die zweite Komponente ist eine Strahlung aktiver Substanzen in Sperrschichten und sie wird wohl hauptsächlich das Schwanken der Intensität hervorrufen. Dabei müßte

das Intensitätsverhältnis der beiden Komponenten in 8 km Höhe etwa $q_H : q_L = 3 : 1$ sein. Diese Schwankungen der Höhenstrahlung selbst zuzuschreiben, ist recht unwahrscheinlich. Denn aus der Konstanz der Strahlung bis 5000 m Höhe und am Boden folgt, daß an diesem Schwanken nur die weichsten Komponenten, die in 5000 m Höhe bereits vollkommen absorbiert wären, beteiligt sein könnten. Die Absorptionskoeffizienten dieser Komponente lägen dann aber bereits in der Größenordnung der radioaktiven Substanzen.

IV. Die Erdstrahlung.

A. Meßmethode.

Der Absorptionskoeffizient der im Erdboden enthaltenen radioaktiven Substanzen läßt sich prinzipiell sehr einfach bestimmen, indem man die Luft selbst als Absorber benutzt; d. h. indem man auf Türmen in verschiedener Höhe über dem Erdboden die Ionisation mißt. Von dieser Gesamtionisation muß dann noch die Intensität der Höhenstrahlung abgezogen werden, um die Intensität der Erdstrahlung allein zu gewinnen. Diese Methode setzt voraus, daß der Turm selbst weder strahlt noch absorbiert. Eiserne Türme werden wegen der geringen Aktivität des Eisens keine Eigenstrahlung besitzen. Da sie sich jedoch im Erdfelde negativ aufladen, können sie positiv geladene Zerfallsprodukte der Emanationen auf sich ablagern. Dieser Belag hat aber nach Schweidler [22]) im günstigsten Falle eine Flächendichte $\eta = 1{,}3 \cdot 10^{-3}$ Curie cm^{-2}. Bei dieser Rechnung wird ein Erdfeld von 100 Volt/m, eine Ionenbeweglichkeit $u = 1$ cm/sec^{-1}, eine Raumdichte der Emanation von $5 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3}, eine Zerfallskonstante $\lambda = 4\ 10^{-3}$ sec^{-1} und eine Evesche Zahl von $5{,}4 \cdot 10^9$ vorausgesetzt. Dann beträgt rechnerisch *) die ionisierende Wirkung der γ-Strahlung dieser aktiven Schicht:

Tabelle VII.

Abstand			
Apparat — Turm .	22 cm	110 cm	220 cm
Ionen	0,026	0,020	0,017

*) Eine direkte Messung dieses Niederschlages konnte in Königswusterhausen durchgeführt werden. 1,5 m über dem Boden betrug die gesamte Ionisation 3,84 I. Dann wurde die Antenne heruntergelassen und eines der Antennenhalteseile direkt auf die Ionisationskammer gelegt. Unter diesen Bedingungen ergaben sich 3,81 I. Ein Einfluß des Seiles konnte also tatsächlich nicht gefunden werden.

Der Einfluß dieser aktiven Schicht ist also unmerklich. Die Eigenstrahlung von Steintürmen dagegen beträgt wegen der Aktivität des Baumaterials rund 1—2 I. Eine exakte Bestimmung dieser Eigenstrahlung ist praktisch unmöglich, und daher sind für genauere Untersuchungen der Erdstrahlung nur eiserne Türme brauchbar, da deren Eigenstrahlung verschwindend klein ist und ihr absorbierender Einfluß zwar rechnerisch schwer zu erfassen, wohl aber experimentell durch vergleichende Messungen im Turm und außerhalb des Turmes ermittelt werden kann.

Auf eisernen Türmen unternahm zuerst Wulf [23]) Messungen, und zwar auf dem Eiffelturm in Paris. Setzt man bei seinen Messungen die Erdstrahlung mit 2 I an, so ergibt sich ein mittlerer Absorptionskoeffizient von $\mu_{\text{Luft}} = 5 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}^{-1}$. Erst 1926 wurden dann wieder von Büttner [4]) auf dem großen Funkturm in Königswusterhausen Messungen der Erdstrahlung durchgeführt, die einen Absorptionskoeffizienten von $\mu_{\text{Luft}} = 4{,}6 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}$ ergaben, was mit dem Heßschen [24]) Absorptionskoeffizienten von RaC in Luft übereinstimmt. Ein absorbierender Einfluß des Turmes ging also aus diesen Messungen nicht hervor, der Anteil der Höhenstrahlung an der Gesamtionisation war aber immer noch insofern unsicher, da er nicht gesondert bestimmt werden konnte, sondern aus Messungen der Höhenstrahlung am Boden bei Blei- oder Wasserpanzerungen für diese Höhen extrapoliert werden mußte.

Ich habe daher drei Meßreihen durchgeführt. Bei der ersten wurde der Apparat 14 i m T u r m des Witzlebener Senders aufgestellt, bei der zweiten dagegen f r e i am Antennenseil a u f g e h ä n g t. Die dritte Meßreihe war eine Wiederholung der zweiten mit freihängendem Apparat unter günstigeren Bedingungen an den Türmen des Senders in Königswusterhausen.

B. Ausführung der Messungen.

1. Messungen in Witzleben.

a) Im Turm.

In der ersten Meßreihe vom 10. Okt. bis 25. Okt. 1930 wurden aus 740 Einzelwerten insgesamt 36 Mittelwerte gebildet. Diese Mittelwerte wurden aus je 10 Voltdifferenzen gewonnen, die jede 30 Minuten auseinanderlagen. Die mittlere Schwankung dieser Voltdifferenzen um den Mittelwert betrug $\pm$ 2%. Zur Messung wurde der Apparat 14 auf Treppenabsätzen auf verschiedenen Plattformen des Turmes aufgestellt.

Die Umgebung des Turmes in Witzleben weicht recht erheblich von der Ebene ab; der Turm ist rings von 10—15 m hohen Ge-

bäuden umgeben. Der Erdboden ist in der näheren Umgebung des Turmes teilweise mit Kunststeinfliesen (Zement und Kalk) gepflastert. Der Untergrund der Umgebung besteht aus Lehmen und Tonen, also aus relativ hochaktiven Substanzen. Die im größeren Abstande befindlichen Ausstellungshallen bestehen meist aus Beton, Holz und Eisen, also aus relativ gering aktiven Substanzen. Die Beobachtungsorte des Apparates waren stets so gewählt, daß an der freien Seite des Turmes gemessen wurde, so daß ein Abstand zwischen den Gebäuden und dem Turm von etwa 35 m bestand. Die Ionisation durch Erdstrahlung betrug 1,5 m über freiem Boden, etwa 50 m SW vom Turm 2,25–2,63 I an den verschiedenen Tagen. In der folgenden Tabelle VIII sind die Werte wegen des Einflusses der Höhenstrahlung korrigiert, und zwar nach deren Messungen in Warnemünde. Ebenso ist der Barometereffekt der Höhenstrahlung mit 2,4%/cm Hg in Rechnung gesetzt.

Tabelle VIII.

Messungen der Erdstrahlung in Witzleben im Turm.

Datum	Höhe in m	Gesamte Meßzeit in Min.	Erdstrahlung in Ionen
10. 10. 1930	1,5	60	2,50 +
10. 10. 1930	6,7	60	1,72 +
13. 10. 1930	1,5	60	2,41 +
13. 10. 1930	91,5	60	0,65 +
13. 10. 1930	129,5	60	0,45 +
14. 10. 1930	1,5	60	2,51 +
14. 10. 1930	6,7	60	1,87 +
14. 10. 1930	46,8	60	0,90 +
14. 10. 1930	58,5	60	0,79 +
15. 10. 1930	1,5	60	2,51
15. 10. 1930	6,7	60	1,92
15. 10. 1930	46,8	60	1,12
16. 10. 1930	1,5	60	2,22
16. 10. 1930	1,5	60	3,02
16. 10. 1930	28,5	60	1,26
16. 10. 1930	46,8	60	1,52
17. 10. 1930	46,8	60	0,92 +
17. 10. 1930	58,5	60	0,78 +
17. 10. 1930	58,5	60	1,03 +
18. 10. 1930	91,5	60	0,98
18. 10. 1930	91,5	60	1,06
18. 10. 1930	129,5	60	0,87
18. 10. 1930	58,5	60	1,07
19. 10. 1930	129,5	60	0,83
19. 10. 1930	129,5	60	0,88
19. 10. 1930	129,5	60	0,93
19. 10. 1930	129,5	60	0,89
24. 10. 1930	129,5	60	0,53
25. 10. 1930	129,5	60	0,53
29. 10. 1930	28,5	60	1,11 +

Die einzelnen Werte der vorstehenden Tabelle VIII sind in zwei Gruppen eingeteilt, und zwar wurden nur die mit einem Kreuz versehenen Werte zur Diskussion der Erdstrahlung benutzt, da sie sicher vom Einfluß der Luftstrahlung frei sind. Die Werte der zweiten Gruppe dagegen zeigen deutlich den Einfluß der Luftstrahlung. Sie werden daher im Absatz „Luftstrahlung" untersucht werden. In demselben Absatz ist auch die Begründung für die Einordnung der einzelnen Werte für die verschiedenen Gruppen gegeben.

Aus den Messungen, die in Abb. 9 noch einmal graphisch dargestellt sind, ergibt sich, daß bis etwa 40 m Höhe weichere Komponenten eine Rolle spielen und von 40 bis 130 m Höhe eine Strahlung mit dem Absorptionskoeffizienten $\mu_{\text{Luft}} = 4{,}6 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1} übrigblieb. Alle Meßwerte fügen sich mit einer mittleren Schwankung von $\pm$ 2,5% der Kurve gut ein.

b) Messungen am Antennenhalteseil.

Um den absorbierenden Einfluß des Turmes auf die Erdstrahlung zu vermeiden, wurde der Apparat frei am Antennenhalteseil aufgehängt. Der horizontale Abstand Turm — Apparat betrug 25—30 m. Die Messungen erfolgten so, daß 10 Minuten lang der Apparat jede Minute am Boden abgelesen wurde, dann auf die gewünschte Höhe gezogen und nach 2 Stunden wieder 10 Minuten lang am Boden abgelesen wurde. Das Mittel aus den 10 Differenzen der entsprechenden Minuten ergab dann den Voltverlust in der gesamten Meßzeit mit einer Schwankung von $\pm$ 2% um den Mittelwert. Die durch das Ablesen des Apparates am Boden auftretenden Fehler wurden nach folgender Formel korrigiert.

$$I \cdot \left[t - (t_u + t_s)\right] = I' \cdot t - I_R \cdot t - I_o \cdot \left(t_u + \frac{t_s}{2}\right)$$

Dabei ist t = gesamte Meßzeit; t_u = Zeit am Boden (in allen Fällen 9 Minuten); t_s = Zeit des Hochziehens + Zeit des Hinunterlassens; I' = gesamter Voltverlust; I_R = Voltverlust durch Reststrahlung des Apparates; I = Voltverlust nur durch Luft- und Erdstrahlung.

Diese Messungen wurden am 28. und 29. Okt. 1930 in den Höhen 28 m, 46 m und 100 m durchgeführt. Ein Beweis für die Unwirksamkeit der Luftstrahlung an diesen Tagen dürfte einmal eine am 29. Okt. anschließend durchgeführte Messung i m T u r m sein, zweitens aber die Lage der einzelnen Meßpunkte, die eine gleichmäßige Abnahme der Intensität mit wachsender Höhe zeigen.

Denn an allen Tagen, an denen sich ein Einfluß der Luftstrahlung bemerkbar machte, zeigte sich ein Ansteigen der Intensität mit wachsender Höhe oder Buckel in der Absorptionskurve. Die Ergebnisse der Messungen am Seil sind in der folgenden Tabelle IX zusammengefaßt und mit den Messungen im Turm (Abb. 9) graphisch dargestellt.

Tabelle IX.

Messungen der Erdstrahlung in Witzleben am Antennenhalteseil.

Datum	Höhe in m	Gesamte Meßzeit in Min.	Erdstrahlung in Ionen
28. 10. 1930	6	60	3,43 +
28. 10. 1930	6	60	3,44 +
28. 10. 1930	6	120	3,30 +
29. 10. 1930	6	60	3,34 +
29. 10. 1930	6	60	3,29 +
28. 10. 1930	28	132	2,03 +
29. 10. 1930	46	120	1,81 +
29. 10. 1930	75	112	1,48 +
28. 10. 1930	100	120	1,38 +

Nach den Messungen am Seil kann man auf 2 Komponenten schließen. Von 1,5 m bis 10 m Höhe herrschen weichere Strahlen mit einem Absorptionskoeffizienten von $\mu_{\text{Luft}} = 10—15 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}^{-1}$ vor. Von 30 m Höhe an ist dagegen ein Absorptionskoeffizient von $\mu_{\text{Luft}} = 3{,}2 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}^{-1}$ maßgebend. Somit zeigt sich deutlich der Unterschied zwischen den Messungen im Turm und am Seil. Der Absorptionskoeffizient, der sich aus den Messungen am Seile ergibt, ist um 30% kleiner als der, den die Messungen im Turm liefern. Der absorbierende Einfluß des Turmes ist also sicher vorhanden.

c) Diskussion der Messungen in Witzleben.

Untersucht man nun, welche radioaktive Substanzen überhaupt für die Erdstrahlung in Betracht kommen und beachtet, daß die Substanzen mit größeren Absorptionskoeffizienten als $1 \cdot 10^{-3}\ \text{cm}^{-1}$ in Luft bereits in 10 m Höhe über dem Erdboden nur noch 1% ihrer Anfangsintensität besitzen, so bleiben nur die folgenden Substanzen übrig, deren Absorptionskoeffizienten in Luft umgerechnet sind, nach den bei Kohlrausch [25]) angegebenen Werten. Die Umrechnung erfolgte unter Berücksichtigung der Elektronendichte.

Tabelle X.

Die Absorptionskoeffizienten der im Erdboden enthaltenen wirksamen radioaktiven Substanzen.

Substanz	Absorptions-koeffizient in Luft	Intensität in 100 m Höhe in Prozenten der Bodenintensität	Intensität in 200 m Höhe in Prozenten der Bodenintensität
ThC"	$4{,}55 \cdot 10^{-5}$	35 %	16 %
RaC	$6{,}0 \cdot 10^{-5}$	28 %	11 %
K*)	$8{,}4 \cdot 10^{-5}$	18 %	6 %
ActC"	$9{,}4 \cdot 10^{-5}$	16 %	4 %
RaC	$11{,}0 \cdot 10^{-5}$	13 %	2,8 %
ThB	$17{,}2 \cdot 10^{-5}$	6 %	
ActB	$20{,}9 \cdot 10^{-5}$	3,3 %	1 %
RaB	$27{,}1 \cdot 10^{-5}$	1,5 %	
RaB	$47{,}4 \cdot 10^{-5}$	0,9 %	

Direkte Messungen des Absorptionskoeffizienten in Luft liegen nur für RaC vor, und zwar von Heß [24]) und Chadwik [26]). Dabei maß Heß die Intensität eines frei in Luft befindlichen Ra-Präparates in verschiedenen Abständen, um damit den tatsächlich vorliegenden Verhältnissen möglichst nahezukommen. Aus diesen Messungen berechnete er den Absorptionskoeffizienten nach dem $e^{-\mu x}$-Gesetz zu $4{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}. Chadwik schaltete dagegen durch Anwendung einer Nullmethode den Einfluß der Streuung einigermaßen aus und erhielt $\mu_{\text{Luft}} = 6{,}0 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}, wobei μ/ϱ für die verschiedenen Luftdichten nahezu konstant blieb. Der Unterschied dieser beiden Messungen zeigt die Unsicherheit, die heute noch in der Bestimmung des Absorptionskoeffizienten für Luft als Absorber besteht, und rechtfertigt damit die in der Tabelle ausgeführte Umrechnung der an schwereren Substanzen gewonnenen Koeffizienten auf dieses Medium, da die dabei begangenen Fehler sicher nicht größer sind als der Genauigkeit der gemessenen Absorptionskoeffizienten entspricht.

*) Nach bisher unveröffentlichten Messungen von Herrn Schildhauer, dem ich für die Überlassung seiner Werte meinen besten Dank ausspreche. Nach diesen Messungen besteht die gesamte Kalium-γ-Strahlung aus 3 Komponenten $\mu_1 = 8{,}4 \cdot 10^{-5}$, $\mu_2 = 2.9 \cdot 10^{-5}$, $\mu_3 = 2{,}1 \cdot 10^{-5}$. Die erste Komponente macht 75 %, die zweite 18 % und die dritte 7 % der gesamten Kalium-γ-Strahlung aus. Die zweite und dritte Komponente sind also praktisch unwirksam.

Damit ergeben sich für die Erdstrahlung praktisch 2 Strahlungskomponenten. Eine Gruppe mit dem Absorptionskoeffizienten von $4{,}6—6{,}0 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1} und eine andere mit größeren als 10^{-4} cm^{-1}. Über 100 m Höhe ist also nur eine Komponente wirksam. Das heißt, daß die Absorptionskurve der Erdstrahlung praktisch so verlaufen müßte, daß bis 100 m Höhe ein Absorptionskoeffizient von 6 bis $8 \cdot 10^{-5}$ wirksam wäre. Über 100 m Höhe müßte sie dann allmählich einem Absorptionskoeffizienten von $5 \cdot 10^{-5}$ entsprechen. Der tatsächlich gemessene Absorptionskoeffizient von $4{,}6 \cdot 10^{-5}$ bzw. $3{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1} ist also sicher zu klein im Vergleich mit diesen Werten.

Um diesen Unterschied zwischen den berechneten und tatsächlichen gemessenen Absorptionskoeffizienten der Erdstrahlung zu untersuchen, wurde daher eine dritte Meßreihe an den Antennenhalteseilen des Senders in Königswusterhausen durchgeführt.

2. Messungen der Erdstrahlung in Königswusterhausen.

a) Meßmethode und Ergebnis.

Bei der dritten Meßreihe war der Apparat 14 frei an einem unbenutzten isolierten Antennenhalteseil aufgehängt, das zwischen zwei 210 m hohen Türmen hing, die etwa 400 m Abstand voneinander hatten. Die Zugrolle befand sich bei den Messungen vom 3. bis 5. März 1931 etwa 60 m von dem einen Turm entfernt, bei denen vom 2. bis 9. Mai 1931 etwa 120 m. Im ersten Falle betrug die Maximalhöhe des Apparates 185 m, im zweiten 174 m.

Der Boden bestand aus Sand mit einer etwa 0,5—1 cm dicken Humusschicht an der Oberfläche. In 50—60 cm Tiefe befand sich eine Schicht von Ton.

Die Meßmethode war analog der bei den Messungen am Seil in Witzleben. Die aus 760 Einzelmessungen gebildeten 38 Mittelwerte der Ionisation ergaben sich aus je 10 Voltdifferenzen zwischen 100 und 130 Minuten. Sie wurden ebenso wie in Witzleben auf die Zeit des Hinauf- und Hinunterlassens des Apparates sowie auf die durch den Barometereffekt wechselnde Intensität der Höhenstrahlung korrigiert.

Tabelle XI.

Messungen der Erdstrahlungen in Königswusterhausen.

Datum	Höhe in m	Gesamte Meßzeit in Min.	Erdstrahlung in Ionen
27. 2. 1931	18	120	1,13
3. 3. 1931	37	134	1,42
3. 3. 1931	117	133	0,79
3. 3. 1931	127	134	1,16
3. 3. 1931	156	139	0,88
4. 3. 1931	19	130	1,55 +
4. 3. 1931	97	141	0,88 +
4. 3. 1931	156	125	0,59 +
4. 3. 1931	180	129	0,44 +
5. 3. 1931	67	138	1,15
5. 3. 1931	97	136	0,97
5. 3. 1931	156	124	0,99
5. 3. 1931	182	126	0,64
2. 5. 1931	48	126	1,00 +
2. 5. 1931	101	103	0,82 +
2. 5. 1931	122	122	0,76 +
2. 5. 1931	174	102	0,54 +
5. 5. 1931	24	127	1,45 +
5. 5. 1931	58	116	0,92 +
5. 5. 1931	122	125	0,81 +
5. 5. 1931	174	134	0,52 +
5. 5. 1931	174	120	0,59 +
5. 5. 1931	58	121	1,14
5. 5. 1931	122	121	0,99
6. 5. 1931	24	130	1,59
6. 5. 1931	115	119	0,98
6. 5. 1931	174	125	0,74
6. 5. 1931	174	123	0,79
8. 5. 1931	58	127	0,95 +
8. 5. 1931	122	112	0,78 +
8. 5. 1931	174	112	0,55 +
9. 5. 1931	23	112	1,48
9. 5. 1931	58	129	1,14
9. 5. 1931	123	79	0,86
9. 5. 1931	174	107	0,77
9. 5. 1931	174	100	0,59

In der vorstehenden Tabelle XI sind mit derselben Begründung wie in Tabelle VIII und IX nur die angekreuzten Messungen zur Diskussion der Erdstrahlung benutzt. Aus der mittleren Absorptionskurve (Abb. 10) ergibt sich eine mittlere Schwankung der Einzelwerte von ± 0,03—0,04 Ionen, die damit also vollkommen innerhalb der Meßgenauigkeit von ± 2% liegt. Die graphische Dar-

stellung der $\varnothing$ (μ x)-Funktion für $\mu_{\text{Luft}} = 3{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1} fällt zwar im Mittel mit der Meßkurve zusammen, zeigt aber doch bedeutende Abweichungen und vor allen Dingen nicht den Buckel der Meßkurve in 120 m Höhe. Die gleichzeitig gezeichneten Kurven der einzelnen Meßtage stellen in größerem Maßstabe die Ergebnisse zusammen. Diese Kurven beweisen die Realität des Buckels der Meßkurve in 120 m Höhe. Trotz seiner geringen Größe von etwa 0,08 Ionen ist er nach den Kurven der einzelnen Tage sicher reell.

b) Diskussion der Messungen.

Die Mittelkurve der Erdstrahlungsmessungen in Königswusterhausen ergibt von 0—30 m Höhe einen Absorptionskoeffizienten für Luft von rund $10 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}, über 30 m Höhe dagegen einen solchen von $3{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}. Damit sind die Messungen in Witzleben bestätigt. Der tatsächlich gemessene Absorptionskoeffizient ist also im Vergleich mit dem berechneten Koeffizienten um rund 40% zu klein. Diese Diskrepanz zwischen berechneten und gemessenen Absorptionskoeffizienten kann nur unter der Annahme einer in Luft auftretenden Streuung der Erdstrahlung erklärt werden. Damit ergibt sich zugleich die Deutung für den in 120 m Höhe gefundenen Buckel der Absorptionskurve als Maximum der Sekundärstrahlung (Sättigungsdicke). Das Bleiäquivalent einer Luftschicht von 120 m Dicke beträgt 1,4 cm. Nach Kohlrausch [25]) tritt nun bei der Messung des Absorptionskoeffizienten der γ-Strahlung von RaC das Maximum der Sekundärstrahlung bei einer Absorberdicke von 1,6 cm Blei auf, was damit gut übereinstimmt. Eine andere Deutung des Buckels etwa als „Rückdiffusion“ der auf den Erdboden auftreffenden Höhenstrahlung ist nicht möglich, da dieser von Rossi [27]) entdeckte Effekt nicht mehr als 2—3% der gesamten Energie der Höhenstrahlung ausmacht, also keine größere Intensität als 0,02—0,03 I liefern könnte. Auch die Annahme einer dicht am Boden aufliegenden, stark aktiven Luftschicht kann den Buckel nicht erklären, denn eine Konstanz dieser Schicht in bezug auf Höhe und Konzentration an Tagen mit verschiedenen Witterungsbedingungen kann nicht vorausgesetzt werden. Dazu kommt noch, daß diese Konstanz dann sogar über zwei Monate (März bis Mai 1931) gewahrt wäre.

V. Die Luftstrahlung.

A. Der Einfluß der Luftstrahlung auf die Messungen der Höhen- und Erdstrahlung.

1. Der Einfluß der Luftstrahlung auf die Messungen der Höhenstrahlung.

Die Kurve des Intensitätsverlaufes der Höhenstrahlung zwischen 0 und 5,5 km Höhe (Abb. 1) zeigt in verschiedenen Höhen Meßpunkte, die aus dem glatten Kurvenverlauf herausfallen. Im Vergleich mit den Temperaturkurven (Abb. 11) der einzelnen Tage erkennt man, daß diese Werte ausnahmslos mit Sperrschichten in der Atmosphäre zusammenfallen und daß Änderungen in deren Höhe und Stärke mit Veränderungen der Ionisation verbunden sind. Solche Ionisationsveränderungen sind aber nur dann möglich, wenn diese Erhöhungen der Intensität gegenüber dem glatten Kurvenverlauf auf Strahlung aktiver Massen in den Sperrschichten zurückgeführt werden, da die Höhenstrahlung selbst durch solche Schichten nur unbedeutend beeinflußt werden kann.

Der Einfluß von Sperrschichten auf die Intensität der Luftstrahlung zeigt sich sehr deutlich bei den Ionisationsmessungen am 28. und 29. Mai 1931 in 3,5 m Höhe. Am 28. Mai 1931 fällt die gemessene Intensität mit der Kurve zusammen, am 29. Mai 1931 dagegen ist die Ionisation um 2,3 I größer, als der Kurve entspricht. Die Temperaturkurve zeigt dementsprechend am 28. Mai in 3400 m Höhe eine kaum 40 m mächtige Isothermie, die sich am 29. Mai aber zu einer kräftigen Isothermie von 400 m Dicke entwickelt hat. Am 28. Mai war diese Sperrschicht also gerade im Entstehen und konnte sich daher noch nicht mit aktiven Substanzen angereichert haben. Ebenso erzeugt die am 28. Mai in 2250 m Höhe befindliche Inversion eine Zusatzstrahlung von 1,3 I. Am 29. Mai ist sie dagegen verschwunden, und tatsächlich fällt an diesem Tage die Messung in 2600 m Höhe mit der Kurve zusammen. Ebenso fällt am 28. Mai die Messung in 1630 m Höhe innerhalb der Meßgenauigkeit mit der Kurve zusammen. Am 29. Mai besteht dagegen von 1550—1700 m Höhe eine Isothermie, die in 1630 m und 1835 m Höhe Zusatzstrahlungen von 1,6 bzw. 1,4 I erzeugt.

Nach Formel (6) (Seite 12) läßt sich die Emanationskonzentration der Sperrschichten aus den gemessenen Zusatzstrahlungen berechnen. Es ergeben sich damit Konzentrationen von $10 \cdot 10^{-16}$, $12 \cdot 10^{-16}$ und $18 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3}, also gegenüber einer mittleren Bodenkonzentration von $1 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3} recht hohe Werte.

Wenn die für die Strahlung der Sperrschichten verantwortlichen aktiven Massen einen Absorptionskoeffizienten von $4{,}5 \cdot 10^{-5}\ cm^{-1}$ besitzen (wie später gezeigt werden wird), so müssen die Hauptmessungen der Ionisation am 29. Mai 1931 in 5550, 4260 und 2950 m Höhe frei sein vom Einfluß der Luftstrahlung, da ihre Abstände von der nächsten Sperrschicht 700—1000 m betragen. Die Messung in 1835 m Höhe ist dagegen durch die von 1550—1700 m Höhe reichende Isothermie beeinflußt.

Sperrschichten sind also nach dem bisher Gesagten eine notwendige Vorbedingung für das Auftreten einer erhöhten Luftstrahlung. Keineswegs darf aber aus dem Vorhandensein einer Sperrschicht ohne weiteres auf erhöhte Luftstrahlung geschlossen werden. Vielmehr ist das Alter einer Sperrschicht für ihre Strahlungsfähigkeit maßgebend. Denn die Anreicherung einer solchen Schicht mit aktiven Substanzen kann naturgemäß nur langsam erfolgen, und daher muß eine frisch gebildete Inversion oder Isothermie frei sein von aktiven Substanzen.

Die Prüfung des Einflusses der Luftstrahlung auf die Messungen in Warnemünde ergibt zunächst, daß die Messungen in 51, 387 und 991 m Höhe als sicher durch Luftstrahlung entstellt ausgeschieden werden können, da ihr Abstand von der nächsten Sperrschicht nur 20—180 m Höhe beträgt. Außerdem würde eine nur durch diese Punkte bestimmte Kurve eine Konstanz der Höhenstrahlung mit wachsender Höhe bedeuten, was nachweislich unmöglich ist. Die Messung in 1532 m Höhe am 10. Dez. 1931 ist dagegen sicher frei von Luftstrahlung, da ihr Abstand von der nächsten bodennahen Sperrschicht etwa 900 m beträgt, der von der nächsthöheren aber größer als 800 m ist. Auch die Messung in 658 m Höhe kann nicht durch Luftstrahlung entstellt sein. Die in 360 m Höhe befindliche Sperrschicht wird nach Tabelle XIIc eine Zusatzstrahlung von 0,3—0,75 Ionen geliefert haben. Nach dem $\varnothing\ (\mu x)$-Gesetz kann für $\mu_{Luft} = 4{,}5 \cdot 10^{-5}\ cm^{-1}$ in 300 m Abstand nur noch eine Intensität von 0,027—0,068 I geherrscht haben. Diese Intensitäten liegen aber noch innerhalb der Fehlergrenze. Dasselbe gilt von der Messung in 152 m Höhe. Zwar beträgt ihr Abstand von der nächsten Sperrschicht nur 120 m, doch ist die Dicke dieser Schicht nicht größer als 50 m. Nun sind z. B. Kondensationskerne nach Wigand [28]) stets im unteren Drittel einer Inversion am stärksten vertreten und man kann daher von den aktiven Substanzen ein ähnliches Verhalten erwarten. Dann muß aber die strahlende Schicht sehr dünn gewesen sein. Außerdem ändert eine Nichtberücksichtigung dieses Meßpunktes nichts im

Verlauf der Intensitätskurve, sondern der Wert fällt gerade mit der Kurve zusammen, die mit Hilfe der übrigen Werte gewonnen wurde.

Zusammenfassend ergibt sich: Die Meßpunkte in 5550 m, 4260 m, 2950 m, 1532 m, 658 m und 152 m Höhe sind vom Einfluß der Luftstrahlung frei, und die in der graphischen Darstellung (Abb. 1) ausgezogene Kurve stellt den von Einflüssen der Luftstrahlung freien Verlauf der Höhenstrahlung dar.

Für die Messungen der Höhenstrahlung über 6000 m Höhe war der Einfluß der Luftstrahlung schon bei der Diskussion der Meßergebnisse untersucht, so daß sich hier eine Prüfung erübrigt.

2. Die Messungen der Erdstrahlung in Witzleben und Königswusterhausen.

Bei der Messung der Erdstrahlung in Witzleben und Königswusterhausen kann die Luftstrahlung in zweierlei Form wirksam geworden sein. Erstens würde eine gleichmäßige Verteilung der aktiven Substanzen in den unteren Höhen zwar die Intensitätskurve parallel zu sich selbst verschoben haben. Dieser Einfluß würde aber wegen der geringen Intensität der Luftstrahlung bei gleichmäßiger Verteilung auf die Absorptionskoeffizienten keinen Einfluß ausgeübt haben. Die Abnahme der Emanationskonzentration mit wachsender Höhe ist nach den Untersuchungen von Priebsch [29]) noch so langsam, daß in 100 m Höhe 70% der Bodenintensität der RaEm und noch 95% der Bodenintensität der langlebigen Folgeprodukte der Emanationen vorhanden sind. Diese Einflüsse sind also unwirksam. Zweitens besteht wie bei den anderen Messungen ein Einfluß von Sperrschichten. Doch liegen für die Erdstrahlungsmessungen die Verhältnisse einfacher, da für sie die Bodeninversionen in Betracht kommen. Leider war es aus technischen Gründen nicht möglich, an jedem Tage, an dem Erdstrahlungsmessungen stattfanden, die Temperaturverteilung der Atmosphäre bis etwa 500 m Höhe zu untersuchen. Das konnte nur in Königswusterhausen bis zu einer Höhe von 230 m durchgeführt werden. Hierbei wurde an einem einzigen Tage eine Inversion in einer Höhe von 130 m (6. Mai 1931) beobachtet, deren Einfluß in ihrem zeitlichen Verlauf sehr genau verfolgt werden konnte, worauf später im Zusammenhang eingegangen wird.

Die Wirksamkeit vorhandener Sperrschichten auf die Erdstrahlungsmessungen muß sich in einer Erhöhung der einzelnen Werte gegenüber ungestörten Tagen zeigen, an denen entweder eine solche Sperrschicht nicht vorhanden war oder sich nach früheren Überlegungen (Seite 27) in mindestens 400—500 m Höhe be-

fanden. Da gegenüber diesem Einfluß der Sperrschichten die Einflüsse meteorologischer Faktoren, wie Temperatur, Druck und Insolation, fast verschwinden, ist darauf verzichtet worden, diese Faktoren für jeden Meßtag aufzuführen. Während nun bei der Diskussion der Flugzeugmessungen jeder einzelne Meßpunkt diskutiert werden mußte, kann wegen der größeren Anzahl der Meßpunkte der Erdstrahlungsmessungen bei diesen summarischer verfahren werden. Als sicher durch Luftstrahlung entstellt können die Werte der Tage ausgeschieden werden, an denen die Absorptionskurve Buckel zeigt oder ein Ansteigen der Ionisation mit wachsender Höhe auftritt. Damit scheiden die Messungen am 15., 16., 18., 19., 24., 25. und 29. Okt. 1930 in Witzleben, sowie die am 3. März, 5. März und 9. Mai 1931 in Königswusterhausen aus. Die Messungen an den übrigen Tagen stimmen dagegen untereinander so überein, daß ein Einfluß der Luftstrahlung für diese Tage so gut wie ausgeschlossen erscheint. Denn eine Konstanz dieses Einflusses an verschiedenen Tagen von vollkommen anderem Witterungscharakter, die außerdem zum Teil noch 2 Monate auseinanderliegen, kann nicht angenommen werden. Wie die Tabelle XI zeigt, sind die Messungen am 5. Mai 1931 nur bis 19^{30} Uhr ungestört, d. h. bis zum Untergang der Sonne. Dann tritt eine Erhöhung aller Meßwerte ein, die auf den Einfluß einer sich langsam ausbildenden Sperrschicht in geringer Höhe zurückgeführt werden kann. Die Diskussion dieser Werte erfolgt im entsprechenden Zusammenhang (Seite 40). Somit ergeben sich für die Messungen in Witzleben und Königswusterhausen je 15 ungestörte Werte. Den Einfluß der Luftstrahlung auf die Messungen der Erdstrahlung ersieht man aus folgender Zusammenstellung:

Messungen in Witzleben und Königswusterhausen in Höhen über 6 m.
Insgesamt 68 Messungen.

Gestört durch Luftstrahlung:	ungestört durch Luftstrahlung:
= 37 Messungen	= 31 Messungen

d. h. also rund 50% aller Messungen sind durch Luftstrahlung entstellt, und das wird ähnlich für alle Ionisationsmessungen gelten, die ohne Panzerung der Apparatur durchgeführt werden.

B. Die Eigenschaften der Luftstrahlung.

Befreit man die Werte, bei denen eine Wirkung der Luftstrahlung festzustellen ist, vom Einfluß der Erd- und Höhenstrahlung, so erhält man die reine Luftstrahlung für die verschiedenen Höhen. Dabei wird die Ionisation durch Höhen- und Erdstrahlung den Kurven (Abb. 1, 8, 9 und 10) entnommen. Dann ergibt sich folgende Tabelle für die Luftstrahlung.

Tabelle XII.

a) Die Luftstrahlung nach den Messungen in Witzleben und Königswusterhausen von 0—200 m.

Datum	Mittlere Zeit	Höhe in m	Luftstrahlung in Ionen
15. 10. 1930	15.40	6,7	0,20
15. 10. 1930	14.55	46,8	0,21
16. 10. 1930	14.00	28,5	0,14
16. 10. 1930	12.00	48,8	0,61
18. 10. 1930	10.10	58,5	0,23
18. 10. 1930	14.30	91,5	0,22
18. 10. 1930	15.30	91,5	0,27
18. 10. 1930	16.46	129,5	0,42
19. 10. 1930	11.15	129,5	0,38
19. 10. 1930	14.30	129,5	0,43
19. 10. 1930	15.45	129,5	0,48
19. 10. 1930	17 00	129,5	0,44
24. 10. 1930	11.00	129,5	0,38
25. 10. 1930	10.30	129,5	0,08
3. 3. 1931	11.30	37,0	0,27
3. 3. 1931	16.34	127,0	0,38
3. 3. 1931	18.00	156,0	0,29
5. 3. 1931	13.50	67,0	0,17
5. 3. 1931	16.10	97,0	0,15
5. 3. 1931	11.25	156,0	0,40
5. 3. 1931	9.00	182,0	0,19
5. 5. 1931	20.40	58,0	0,22
5. 5. 1931	23.03	122,0	0,23
6. 5. 1931	3.45	24,0	0,14
6. 5. 1931	6.00	115,0	0,15
6. 5. 1931	1.30	174,0	0,24
6. 5. 1931	8.15	174,0	0,19
9. 5. 1931	11.37	58,0	0,22
9. 5. 1931	16.00	123,0	0,04
9. 5. 1931	8.05	174,0	0,04
9. 5. 1931	13.50	174,0	0,22

b) Die Luftstrahlung nach Messungen im Flugzeug und Freiballon von 200 — 8000 m Höhe.

Datum	Höhe in m	Luftstrahlung in Ionen	Bemerkungen
17. 3. 1931	360	0,26	Differenz mit den Messungen in Warnemünde am 9. u. 10. 12. 1931 + extrapolierten Erdstrahlungswerten
17. 3. 1931	550	0,35	
17. 3. 1931	290	0,22	
29. 5. 1931	367	0,95	Differenz mit den ungestörten Messungen in Tempelhof am 28. und 29. 5. 1931
29. 5. 1931	1650	1,60	
29. 5. 1931	3500	2,30	
29. 5. 1931	1835	1,40	
9. 12. 1931	51	0.53	Differenzen gegen die ungestörten Werte in Warnemünde am 9. und 10. 12. 1931
9. 12. 1931	387	0,87	
10. 12. 1931	991	0,37	
18. 12. 1932	800	2,0	Differenzen gegen die Messungen in Tempelhof am 28. und 29. 5. 1932
18. 12. 1932	2200	2,5	
18. 12. 1932	3900	3,0	
19. 3. 1932	5000	7,0	Differenzen aus den Ballonfahrten am 18. 2. und 19. 3. 1932
19. 3. 1932	9000	18,0	
10. 5. 1932	250	1,03	Differenz gegen die Messungen in Warnemünde am 9. u. 10. 12. 1931
11. 5. 1932	400	0,98	
11. 5. 1932	450	0,33	

c) Die Mittelwerte der Luftstrahlung.

Höhe	Mittlere Höhe	Luftstrahlung in Ionen
0— 180 m	100	0,27
180— 800 m	500	0,75
800—2000 m	1400	1,1
2000—3000 m	2500	2,0
3000—5000 m	4000	4,5
8000 m	8000	18,0

Die Genauigkeit der Luftstrahlungsmessungen dürften in den Höhen bis 200 m 0,07 I betragen, in den Höhen zwischen 200 und 5000 m etwa 0,1—0,2 I, zwischen 5000 und 8500 m Höhe etwa 4—5 I.

1. Der Absorptionskoeffizient der Luftstrahlung.

Aus denjenigen Messungen der Luftstrahlung, deren Einfluß sich bei den Erdstrahlungsmessungen in Witzleben und Königswusterhausen in Form von Buckeln in der Absorptionskurve der Erdstrahlung bemerkbar machte, wurde die Absorptionskurve der Luftstrahlung allein entnommen. Im Mittel ergab sich für den Absorptionskoeffizienten nach dem $\varnothing$ (μ x)-Gesetz: $\mu_{\text{Luft}} = 4{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}. Die Gültigkeit der $\varnothing$ (μ x)-Funktion für diese Berechnung wurde schon früher diskutiert (Seite 13). Da der Absorptionskoeffizient von RaC und ThC″ in Luft ($6{,}0 \cdot 10^{-5}$ bzw. $4{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}) in Übereinstimmung mit diesem Wert steht, kann man mit einiger Sicherheit die Zerfallsprodukte von RaEm und ThEm für die Luftstrahlung verantwortlich machen, wenn man noch bedenkt, daß der Absorptionskoeffizient der Luftstrahlung sicher durch die Streuung in der Luft zu klein gemessen wird.

2. Die Wirkung einer Inversionsschicht am 5. Mai und 6. Mai 1931 in Königswusterhausen.

Wenn man den zeitlichen Verlauf der Luftstrahlung in der Nacht vom 5. zum 6. Mai 1931 untersucht, so hat man hier ein klares Bild über die Wirksamkeit von Inversionsschichten. Die am 6. Mai um 6 Uhr in 130 m Höhe beginnende Inversion muß am 5. Mai nach früheren Berechnungen höher als 500 m gelegen haben, da an diesem Tage in 174 m Höhe noch kein Einfluß der Luftstrahlung vorhanden ist. Mit sinkender Lufttemperatur nimmt dann (Abb. 12) die Luftstrahlung zu, erreicht zugleich mit dem Minimum der Lufttemperatur ihr Maximum, um dann wieder langsam abzufallen. Dabei ist die Luftstrahlung am größten für die Messungen in der größten Höhe.

Am 6. Mai 1931 um 6 Uhr wurde eine Temperaturinversion gemessen, die bei einer Bodentemperatur von + 9,1° C in 130 m Höhe begann. Die untere Grenze dieser Inversion wird um 3 Uhr noch tiefer gelegen haben, und zwar ergibt sich durch adiabatische Verlängerung der Temperaturkurve, die einer Bodentemperatur von 7,1° C (gemessen um 3 Uhr) entspricht, eine Höhe der unteren Grenze der Inversion von rund 70 m. Die aktiven Substanzen können daher nicht an der unteren Grenze der Inversion konzentriert gewesen sein, sondern müssen etwas höher gelegen haben, da sonst die stärkere Luftstrahlung in den größeren Höhen nicht zu erklären ist. Aus der fast gleichen Intensität der Luftstrahlung um 3 Uhr in 174 m und 120 m Höhe kann man den Schwerpunkt der strahlenden Schicht um diese Zeit in etwa 150 m Höhe ansetzen.

Diese Folgerungen stimmen gut mit Untersuchungen von Wigand[28]) über die Verteilung von Kondensationskernen in der Atmosphäre überein. Hierbei erhielt er in Sperrschichten höhere Kernzahlen / cm^3 als in den umgebenden Luftschichten und fand weiter, daß sich speziell in Inversionen die Hauptmassen der Kerne im unteren Teil einer solchen Inversion befinden. Damit zeigt sich auch experimentell die Ähnlichkeit in der Höhenverteilung zwischen Kondensationskernen und aktiven Substanzen, die ja auch theoretisch nahegelegt wird.

3. Die Zunahme der Luftstrahlung mit wachsender Höhe.

Aus der Tabelle XII c folgt, daß die Luftstrahlung im Mittel mit wachsender Höhe zunimmt; und zwar beträgt das Maximum der Luftstrahlung bis 174 m Höhe 0,6 I, während in Höhen von 2 bis 5 km 2—3 I die Regel sind, wie die Messungen in Tempelhof, Warnemünde und auch die Ballonmessungen zeigen. Über 6 km Höhe nimmt die Luftstrahlung dann sicher Werte an von 12—18 I, denn um diese Beträge sind die Ionisationen der zweiten Hochfahrt größer als die der ersten. Aus dem gemessenen Absorptionskoeffizienten der Luftstrahlung ergibt sich, daß als strahlende Substanzen die Elemente RaC und ThC″ in Frage kommen, auf jeden Fall aber Substanzen, die sich in ihren Absorptionskoeffizienten nicht von den im Erdboden enthaltenen radioaktiven Substanzen unterscheiden. Nun ist zwar zu bedenken, daß die starke Luftstrahlung an Sperrschichten gebunden ist, daß also die n o r m a l e Verteilung der aktiven Substanzen zunächst der Ansicht nicht widerspricht, daß diese aktiven Massen von der Exhalation des Erdbodens herrühren. Die Sperrschichten enthalten aber derartige Mengen, daß deren Herkunft aus dem Erdboden kaum erklärt werden kann. Nach Priebsch[29]) ist unter gewissen plausiblen Annahmen der Gesamtgehalt einer Luftsäule von 7000 m Höhe und 1 cm^2 Querschnitt bei einer Bodenkonzentration der RaEm von $1{,}3 \cdot 10^{-16}$ etwa $0{,}8 \cdot 10^{-11}$ g cm^{-3}. Verteilt man diese Menge an RaEm auf eine Schicht von nur 100 m Dicke, so erhält man eine Konzentration von $8 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3}, was einer Ionisation durch γ-Strahlung von rund 0,8 I entspricht. Ein Gesamtgehalt von $0{,}8 \cdot 10^{-11}$ Curie einer Luftsäule von 7000 m Höhe und 1 cm^2 Querschnitt reicht also sicher nicht aus, um die erhöhte Luftstrahlung zu erklären.

4. Die Herkunft der die Luftstrahlung erzeugenden aktiven Substanzen.

Die Annahme, daß kein Gleichgewicht zwischen der aus dem Erdboden austretenden und der in der Luft gleichzeitig zerfallen-

den Emanationsmengen besteht, bietet keinen Ausweg aus der Schwierigkeit, die großen Mengen an aktiven Substanzen an der Troposphäre zu erklären. Denn die stärkere Nachlieferung aus dem Erdboden müßte zwar zu einer Anreicherung der Atmosphäre mit radioaktiven Massen führen, aber diese Anreicherung müßte am Boden am stärksten sein. Auch wenn man mit Wigand und Wenk [9]) einen Transport emanationshaltiger Luftmassen an Gleitflächen in der Atmosphäre annimmt, ist weder die große Aktivität dieser Schichten, die doch dann nicht erheblich höher sein dürfte als die der bodennahen Luftschichten, noch die Zunahme der Luftstrahlung mit wachsender Höhe zu erklären. Gänzlich unerklärlich ist bei dieser Annahme auch der bei beiden Hochfahrten gefundene Einfluß der Inversion in 8400 bzw. 8000 m Höhe. Da diese Inversionen sehr wahrscheinlich die „große Inversion" sind, die Troposphäre und Stratosphäre voneinander trennen, an der also jede Turbulenz ihr natürliches Ende finden müßte, so ist es unverständlich, wie aktive Substanzen von unten her in diese Inversion gelangt sein könnten.

Es erscheint daher kaum möglich, die Luftstrahlung als Strahlung der bekannten radioaktiven Substanzen des Erdbodens zu deuten. Nach dem vorher Gesagten müßte sich die Quelle dieser aktiven Substanzen dann höher als die große Inversion befinden, also in der Stratosphäre liegen. Somit käme man auf die alte Anschauung von Gockel und Linke [30]) zurück, die seinerzeit zur Erklärung der Höhenstrahlung die Anwesenheit aktiver Substanzen in der Stratosphäre annahmen, wobei die Herkunft dieser Massen undiskutiert blieb. In anderem Zusammenhang versuchte später Bongards [31]) die Emanationskonzentration der Luft zu deuten, indem er ein Eindringen von Emanationsmengen von der Sonne her in den Luftmantel der Erde annahm. Beide Hypothesen führen zu den gleichen Folgerungen. Denn in beiden Fällen müssen sich aktive Substanzen in der großen „Inversion" aufstauen und einmal mit dieser Schicht zugleich gehoben und gesenkt werden. Mit der Zeit fallen sie zum Teil aus der Inversion heraus und gelangen in die nächsttiefere; ein Teil dieser Massen wieder in die nächsttiefere usw. Dann werden die höheren Sperrschichten reicher an aktiven Substanzen sein als die tieferen. Die Prüfung dieser Hypothese geschähe am besten durch Untersuchung der Aktivität von Luftproben aus verschiedenen Höhen. Reine Emanationsmessungen versprechen weniger Erfolg, da die Emanation zum größten Teil bereits wieder zerfallen sein muß, bevor sie zur Messung gelangt.

Zusammenfassung.

Es wurde die Höhenverteilung der Erd-, Höhen- und Luftstrahlung untersucht. Dabei ergab sich für die Erdstrahlung ein mittlerer effektiver Absorptionskoeffizient von $\mu_{Luft} = 3{,}2 \cdot 10^{-5}\ cm^{-1}$, sowie der Nachweis einer in Luft auftretenden Streustrahlung. Eine entsprechende Messung in einem eisernen Turm ergab als Absorptionskoeffizient $\mu = 4{,}6 \cdot 10^{-5}\ cm^{-1}$, woraus eine Eigenabsorption des Turmes folgt. Die zu erwartenden Absorptionskoeffizienten von RaC und ThC″ von $\mu_{Luft} = 6{,}0 \cdot 10^{-5}\ cm^{-1}$ bzw. $4{,}55 \cdot 10^{-5}\ cm^{-1}$ konnten wahrscheinlich wegen der auftretenden Streustrahlung nicht gefunden werden.

Die Höhenstrahlung wurde in ihrem Intensitätsverlauf zwischen 0 und 8,5 km Höhe in freier Luft unter Ausschluß der Erdstrahlung untersucht. Hierbei zeigte sich eine starke Änderung in dem Gang der Absorptionskoeffizienten mit wachsender Höhe. Zwischen 0 und 1000 m Höhe betrug der Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung $(\mu/\varrho)_{H_2O} = 1{,}8—2{,}3 \cdot 10^{-3}\ cm^{-2}\ g^{-1}$, zwischen 1500 und 5500 m Höhe $5{,}3—4{,}7 \cdot 10^{-3}\ cm^{-2}\ g^{-1}$. Aus diesen Messungen wurde die Bodenintensität der Höhenstrahlung zu $2{,}08 \pm 0{,}07$ Ionen $cm^{-3}\ sec^{-1}$ extrapoliert.

Die Messungen der Höhenstrahlung bei Flugzeugaufstiegen bis 5500 m Höhe und zwei Ballonhochfahrten bis 8800 bzw. 8200 m Höhe ergaben im Mittel bis 7500 m Höhe Übereinstimmung mit den alten Messungen von Kolhörster. Über 7500 m Höhe nahm die Intensität jedoch sehr viel rascher zu und erreichte in 8300 m Höhe 82,5 I gegenüber 72,5 I nach Kolhörster. Die einzelnen Intensitätskurven der beiden Ballonhochfahrten zeigten sowohl in Höhen über 5000 m starke zeitliche Schwankungen, als auch ein unregelmäßiges Verhalten mit wachsender Höhe. Diese Schwankungen gingen bis $\pm$ 20 I bei einer Meßgenauigkeit von $\pm$ 2—3 I. In 8200 m Höhe bei der ersten und 8000 m Höhe bei der zweiten Fahrt nahm die Intensität mit wachsender Höhe sehr rasch zu, so daß sich als maximale Ionisation bei der ersten Fahrt in 8400 m Höhe 77,1 I und 89,4 I in 8200 m Höhe bei der zweiten Fahrt ergab.

Diese Schwankungen sind auf Einflüsse der Luftstrahlung zurückgeführt worden, die sich als viel stärker erwies, als man bisher annahm. Dabei konnte gezeigt werden, daß die Luftstrahlung entgegen den bisherigen Annahmen mit wachsender Höhe stark zunimmt, und zwar von 0,2 I am Boden auf rund 18 I in 8000 m Höhe. Diese starke Luftstrahlung ist jedoch an das Vorhandensein

von Sperrschichten in der Atmosphäre gebunden. Die starken Schwankungen der Gesamtionisation bei der Messung der Höhenstrahlung und kleineren Schwankungen bei der Messung der Erdstrahlung wurden auf Schwankungen dieser Luftstrahlung zurückgeführt. Ebenso wurden die Unterschiede zwischen meinen Messungen und den alten Messungen von Kolhörster über 6000 m Höhe als Einflüsse wechselnder Luftstrahlung gedeutet.

Die Herkunft der aktiven Substanzen, die die Luftstrahlung hervorrufen, ist nicht durch Exhalation des Erdbodens zu erklären, so daß nur die Annahme großer aktiver Massen in der Stratosphäre oder ihre außerterrestrische Herkunft übrigbleibt. Da der Absorptionskoeffizient der Luftstrahlung zu $\mu_{\text{Luft}} = 4{,}5 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}^{-1}$ gefunden wurde, können sich diese aktiven Massen in ihren Eigenschaften nur wenig von den uns bekannten radioaktiven Substanzen unterscheiden.

Die vorliegende Arbeit wurde im Herbst 1930 auf Anregung von Herrn Professor Kolhörster unternommen, dem ich für sein dauerndes Interesse und die Überlassung der Institutsmittel meinen besten Dank ausspreche.

Herrn Geheimrat Professor Dr. Süring danke ich für seine stete Unterstützung und seine Ratschläge besonders zur Durchführung der Ballonhochfahrten. Zu Dank bin ich auch verpflichtet:

Herrn Postdirektor Kunich
Herrn Direktor Dr. Gerlach } Deutsche Reichspost,
Herrn Dipl.-Ing. Wollé, Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt,
Herrn Dipl.-Ing. Pilz
Herrn Dr. Giese } Bitterfelder Verein für Luftfahrt,
Herrn Geheimrat Hergesell
Herrn Dr. Reidat
Herrn Chun } Flugstelle Tempelhof
Herrn Dr. Becker, Deutsche Reichsverkehrsfliegerschule, Warnemünde,
Herrn Professor Dr. Jöster, Meteorologisches Institut, Berlin.

Herrn Schütze danke ich auch an dieser Stelle für seine umsichtige Führung der beiden Ballonhochfahrten.

Die Freiballonhochfahrten wurden mit finanzieller Unterstützung des Deutschen Reichsverkehrsministeriums durchgeführt, dem ich auch an dieser Stelle meinen besten Dank ausspreche. Die benutzten Strahlungsapparate entstammten einer Leihgabe der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.

Literatur.

1. W. Kolhörster: Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **15.** 1111 (1913) und **16.** 719 (1914). Phys. Z. 14. 1153 (1913).
2. K. Büttner: Z. Geophys. **3.** 161 (1927).
3. T. Wulf: Phys. Z. **10.** 997 (1909).
4. A. Gockel: Phys. Z. **16.** 345 (1915).
5. V. F. Heß und M. Kofler: Phys. Z. **18.** 585 (1917).
6. W. Kolhörster: Z. Physik. **11.** 379 (1922).
7. V. Oberguggenberger: Wiener Berichte IIa 132—133 (1932).
8. W. Kolhörster: Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **16.** 719 (1914).
9. A. Wigand und F. Wenk: Ann. d. Phys. **86.** 657 (1928).
10. W. Kolhörster und L. Tuwim: Erg. d. kosmisch. Phys. Bd. 1. 87 (1931).
11. — — Erg. d. kosmisch. Phys. Bd. 1. 127 (1931).
12. E. Jahnke und F. Emde: Funktionentafeln und Kurven. Leipzig (1928).
13. L. V. King: Phil. Mag. (6) **23.** 242 (1912).
14. St. Meyer und E. v. Schweidler: Radioaktivität. Leipzig, 2. Aufl. (1927).
15. H. Hellmann: Phys. Z. **30.** 357 (1929).
16. B. R. Weld: Phys. Rev. **40.** 713 (1932).
17. R. A. Millikan und G. H. Cameron: Phys. Rev. **37.** 235 (1931).
18. A. W. Reitz: Wien. Ber. **139.** 707 (1930).
19. W. Kolhörster: Naturw. **19.** 574 (1931).
20. Myssowsky und L. Tuwim: Z. Physik. **35.** 299 (1925).
21. W. Kolhörster: Berl. Ber. **V.** 39 (1932).
22. St. Schweidler: Wien. Ber. **122.** 132 (1913).
23. Th. Wulf: Phys. Z. **11.** 811 (1910).
24. V. Heß: Wien. Ber. **120.** 1205 (1911).
25. W. Kohlrausch: Handbuch d. Experimentalphysik. Bd. XV. Leipzig (1929).
26. R. Chadwick: Proc. Phys. Soc. London. **29.** 152 (1912).
27. B. Rossi: Phys. Z. **33.** 304 (1932).
28. A. Wigand: Beiträge z. Phys. d. fr. Atm. **V.** 3 (1913).
29. J. Priebsch: Phys. Z. **32.** 622 (1931).
30. F. Linke: Meteorol. Z. **33.** 310 (1916).
31. H. Bongards: Phys. Z. **25.** 679 (1924).

Lebenslauf.

Ich, Gustav Adolf Suckstorff, evangelischer Konfession, wurde am 6. April 1909 als Sohn des Facharztes Dr. med. Adolf Suckstorff in Hannover geboren. Von Ostern 1915 bis 1920 besuchte ich das Ratsgymnasium, von 1920 bis 1928 die Bismarckschule in Hannover, wo ich 1928 die Reifeprüfung bestand. Vom Frühjahr des gleichen Jahres bis zum Herbst 1929 war ich an der Universität Tübingen, vom Herbst 1929 bis zum Herbst 1932 an der Universität Berlin immatrikuliert. Mein Studium erstreckte sich auf Physik, Geophysik, Meteorologie, Chemie, Mathematik und Philosophie. Im Frühjahr 1930 begann ich die vorliegende Dissertation, die ich im Höhenstrahlungslaboratorium des Meteorologisch-Magnetischen Observatoriums zu Potsdam ausarbeitete. Meine Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten: Bartels, Byk, Feigl, Gerlach, Henning, Hettner, König, Kolhörster, Kommerell, Landé, Meisenheimer, v. Mises, Plank, Schrödinger, Schütz.

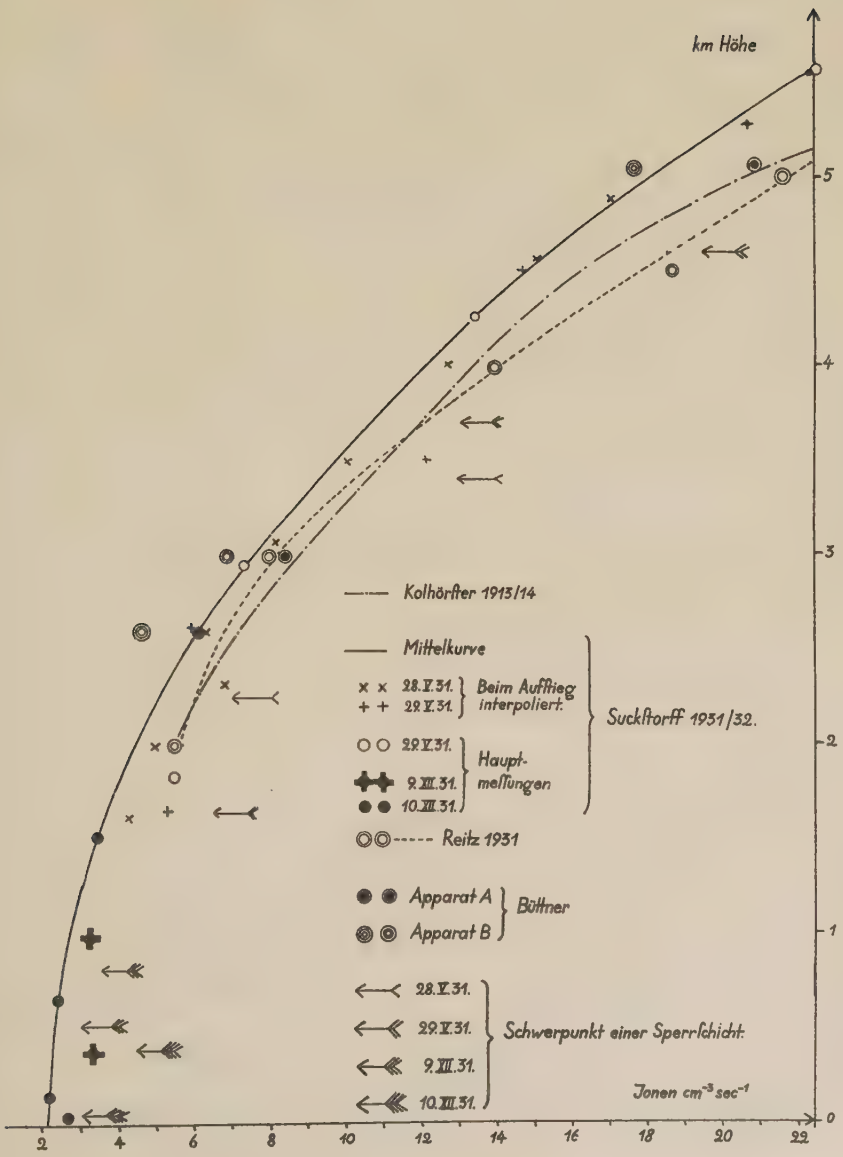


Abb. 1. Die Intensität der Höhenstrahlung von 0—5500 m Höhe.

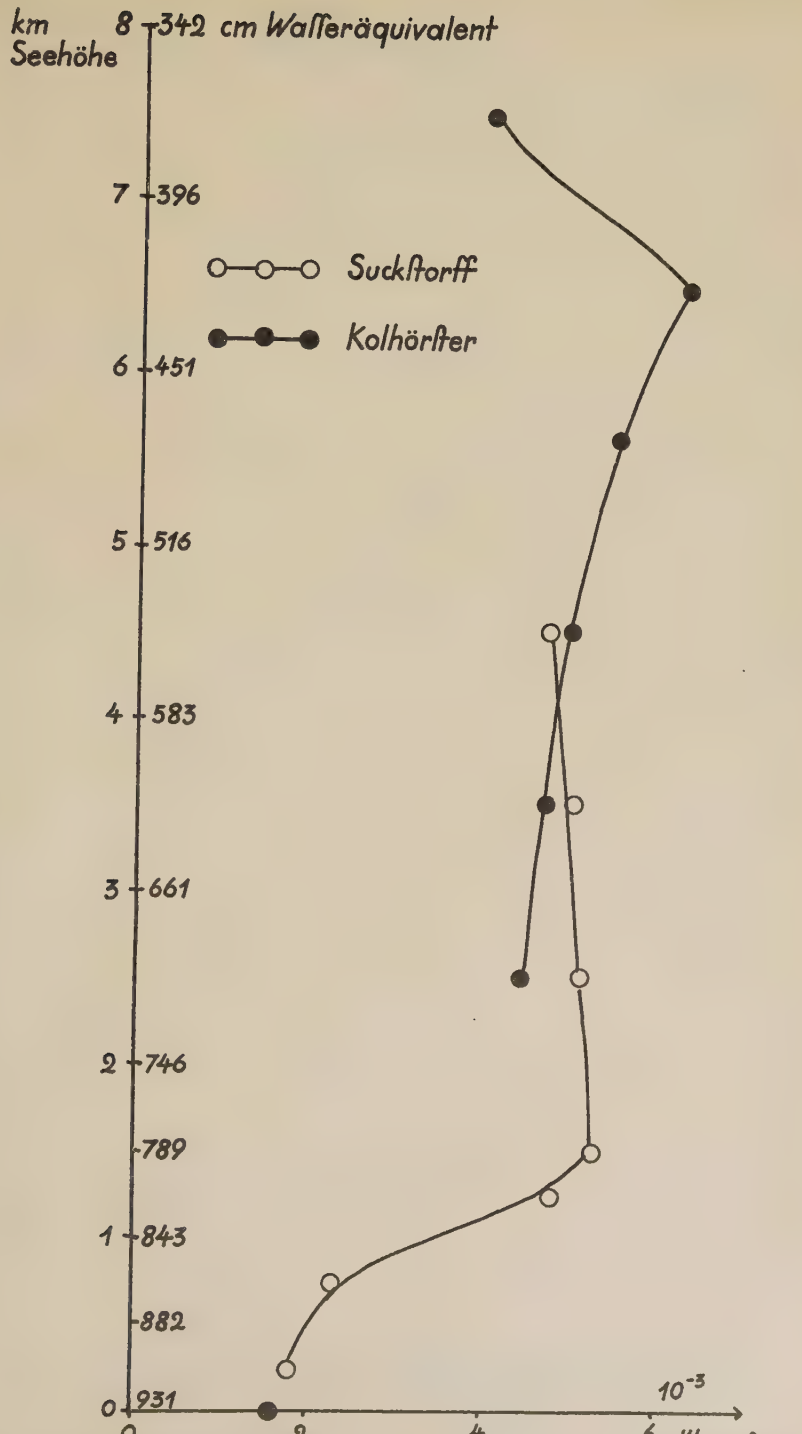


Abb. 2. Die Abhängigkeit des Absorbtionskoeffizienten der Höhenstrahlung von der Höhe.

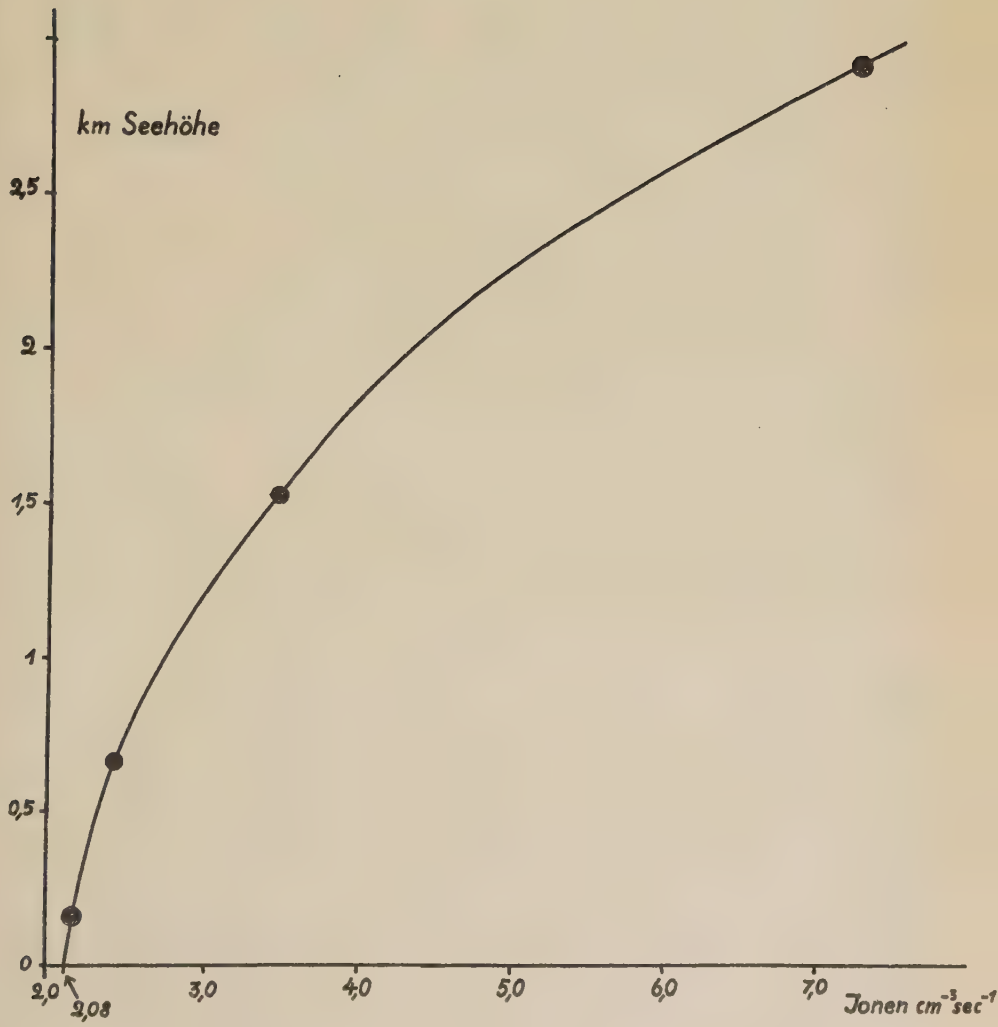


Abb. 3. Die Intensität der Höhenstrahlung zwischen 0 und 3000 m Höhe.

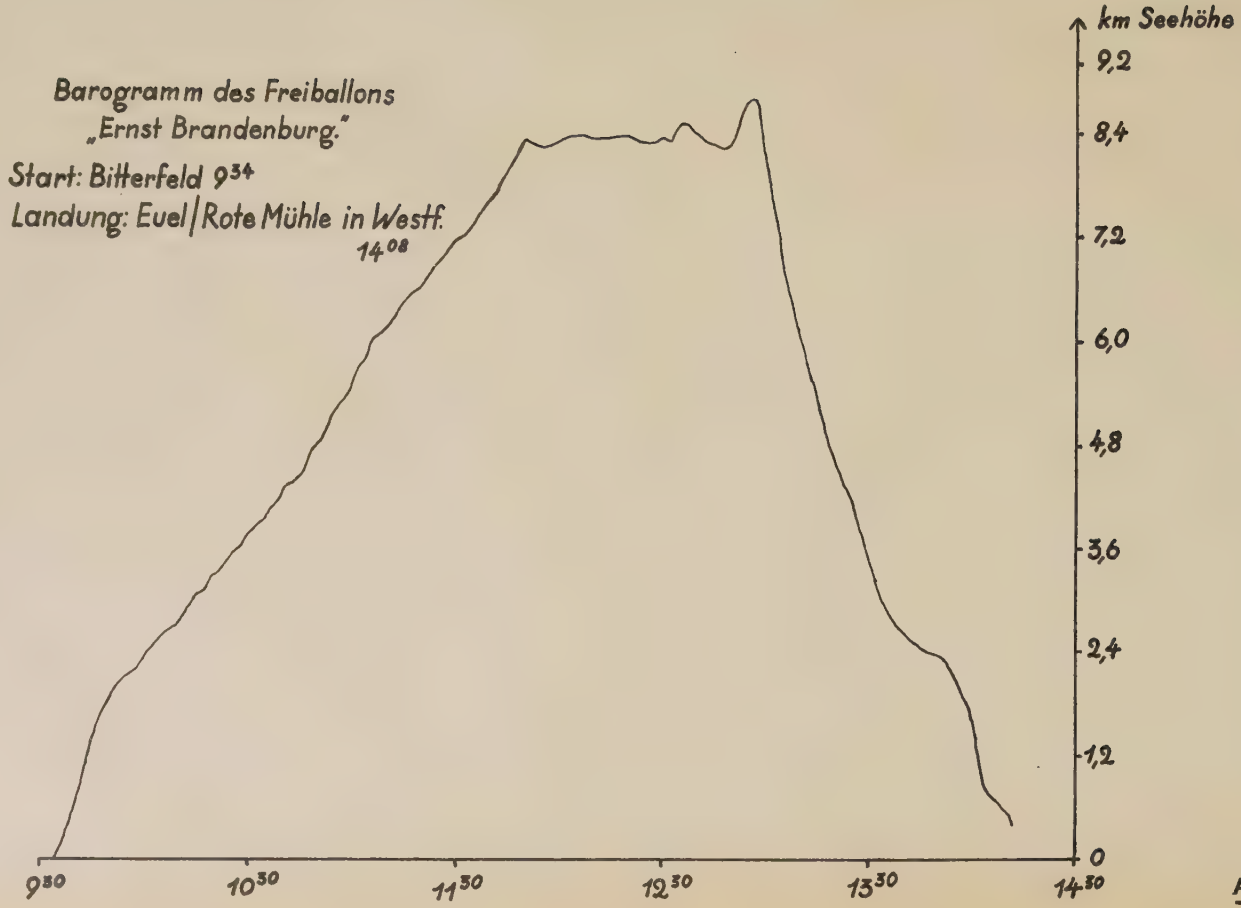
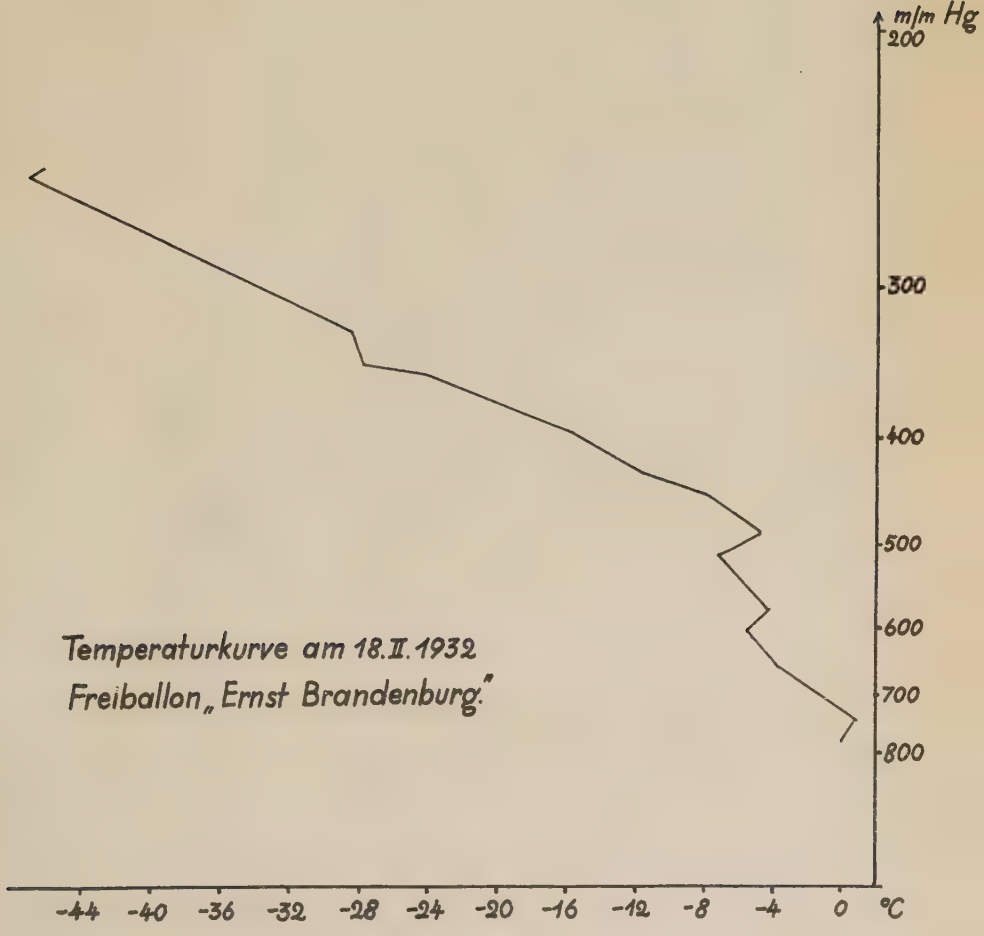

Barogramm des Freiballons
„Ernst Brandenburg."
Start: Bitterfeld 9^34
Landung: Euel/Rote Mühle in Westf.
14^08
km Seehöhe
9,2
8,4
7,2
6,0
4,8
3,6
2,4
1,2
0
9^30
10^30
11^30
12^30
13^30
14^30

Abb. 4.



Temperaturkurve am 18.II.1932
Freiballon „Ernst Brandenburg."

Abb. 5.

Fahrt des Freiballons „Ernst Brandenburg"

19. III. 1932. Start: 9^{09} Bitterfeld, Landung: 17^{10} Pöstorna.

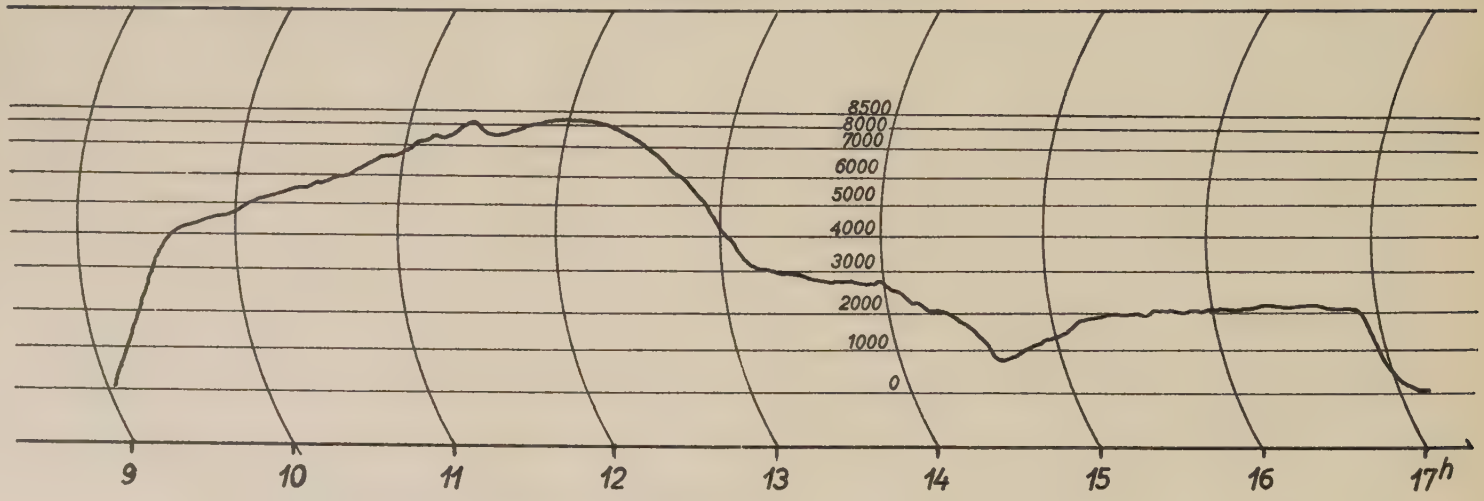
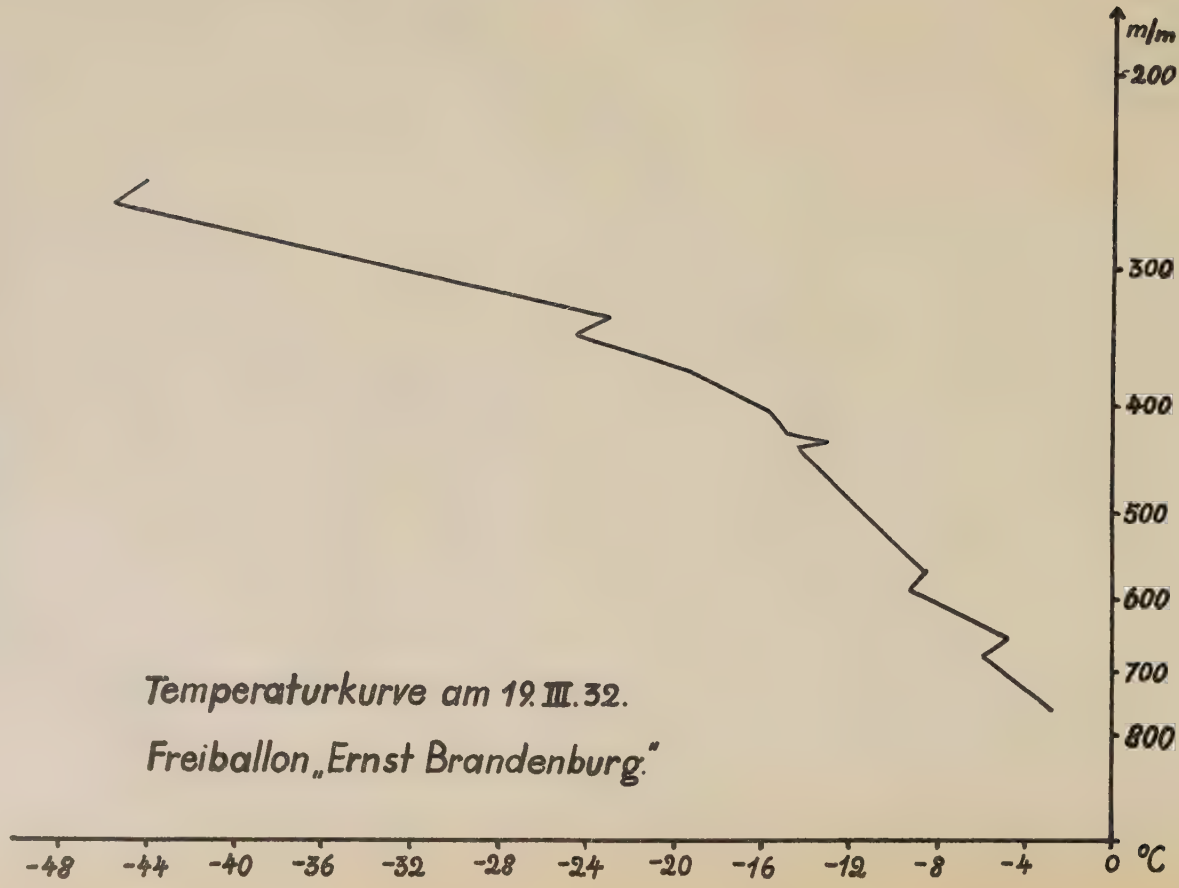


Abb. 6.



Temperaturkurve am 19. III. 32.

Freiballon „Ernst Brandenburg."

Abb. 7.

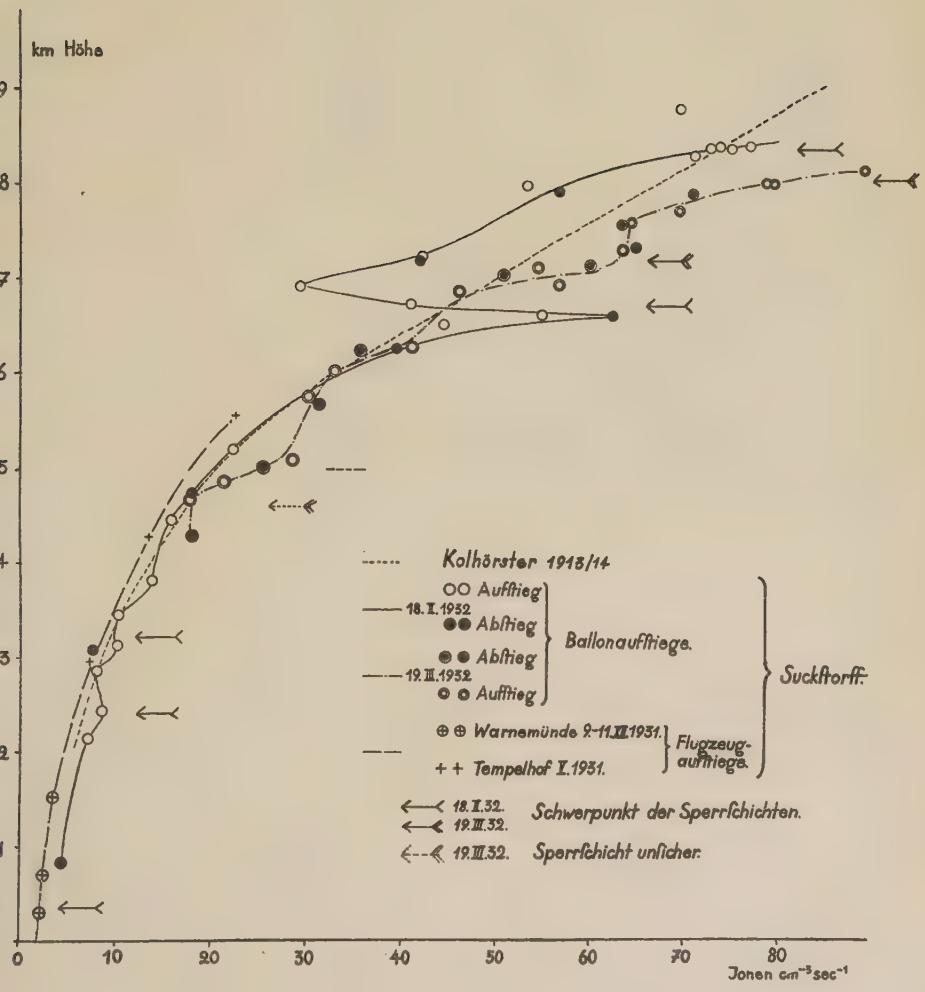


Abb. 8. Die Intensität der Höhenstrahlung zwischen 0 und 9000 m Höhe.

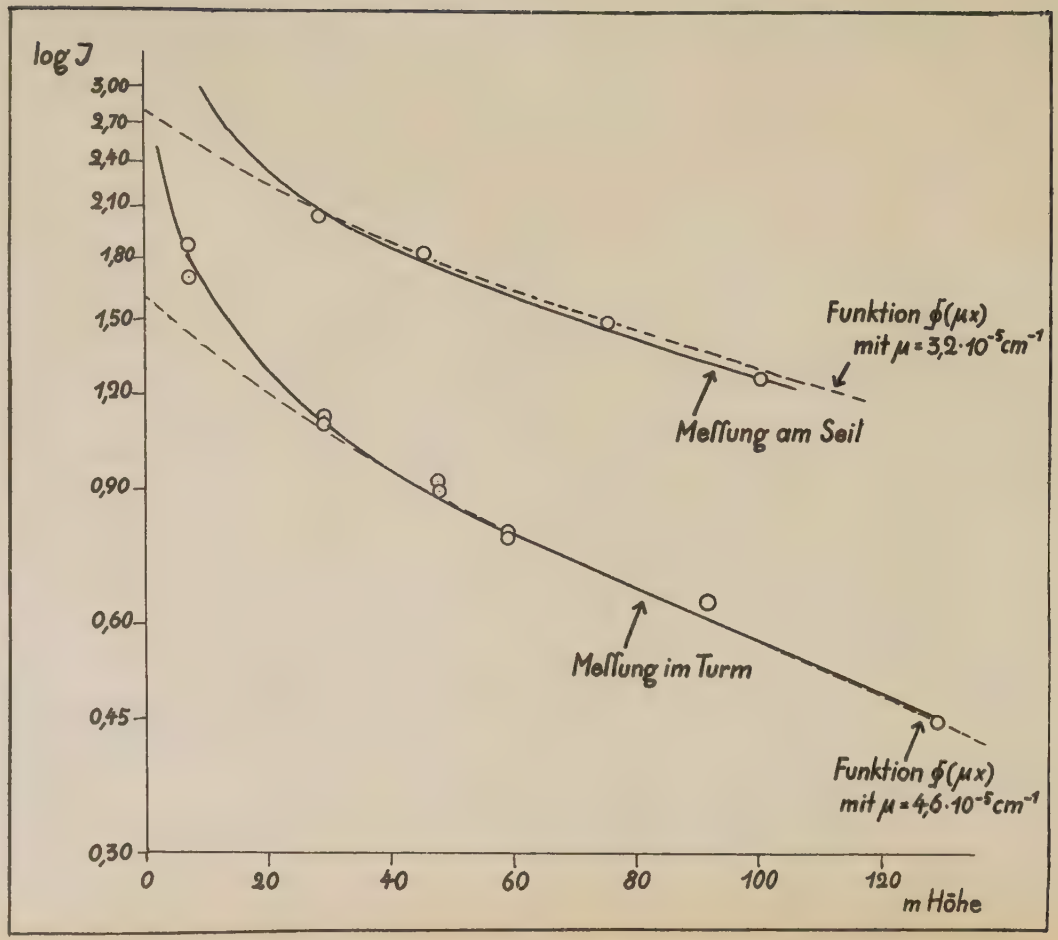


Abb. 9. Die Intensität der Erdstrahlung nach Messungen in Witzleben.

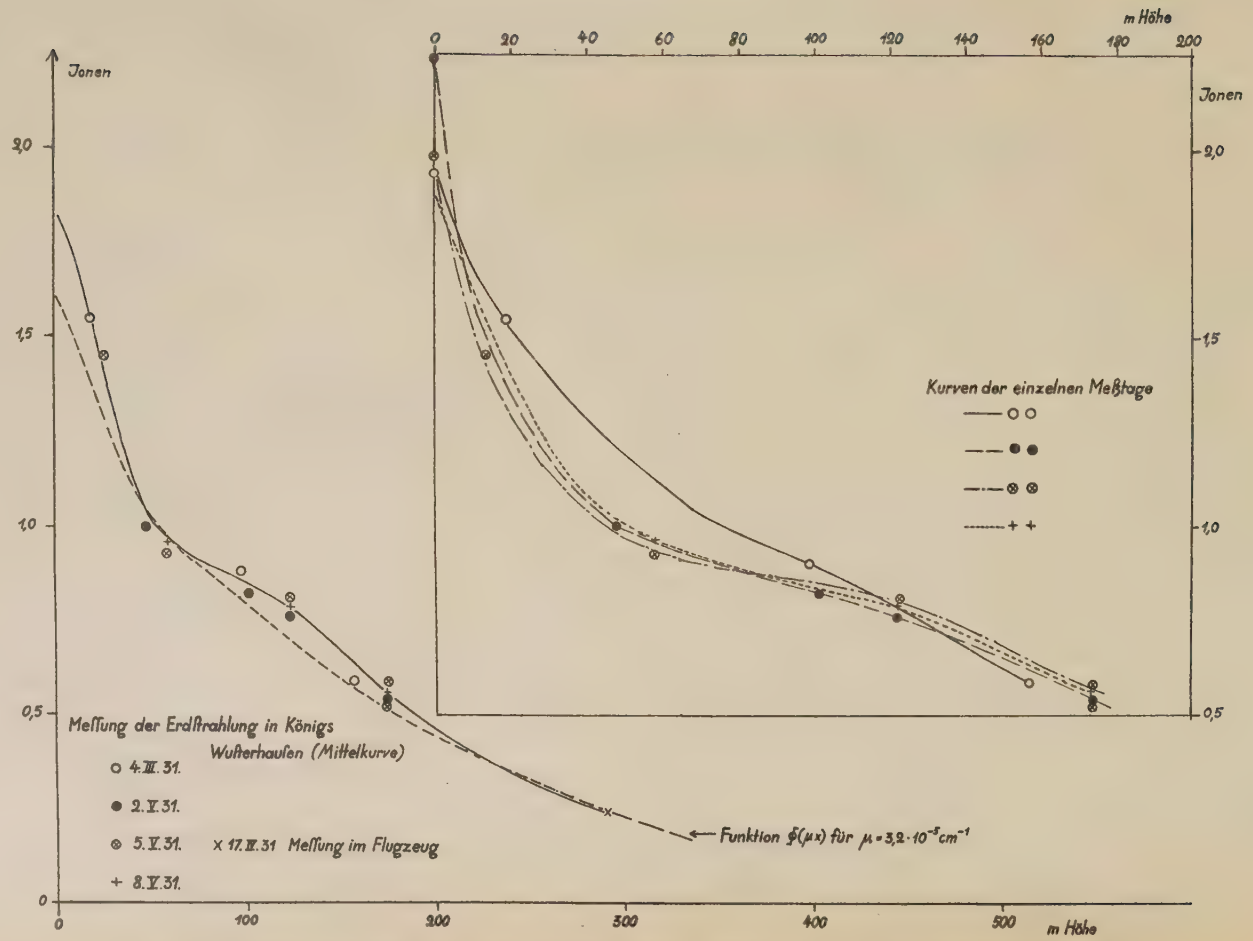


Abb. 10. Die Intensität der Erdstrahlung nach Messungen in Königswusterhausen.

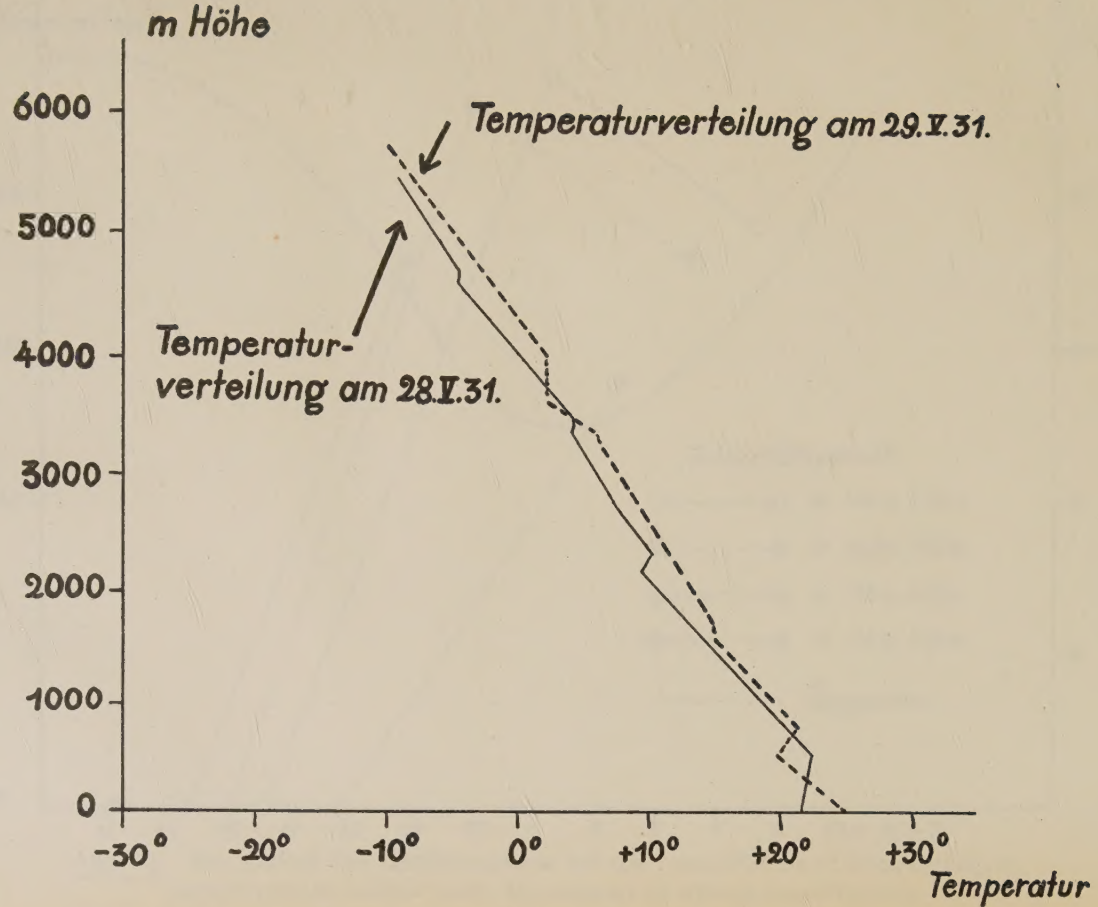
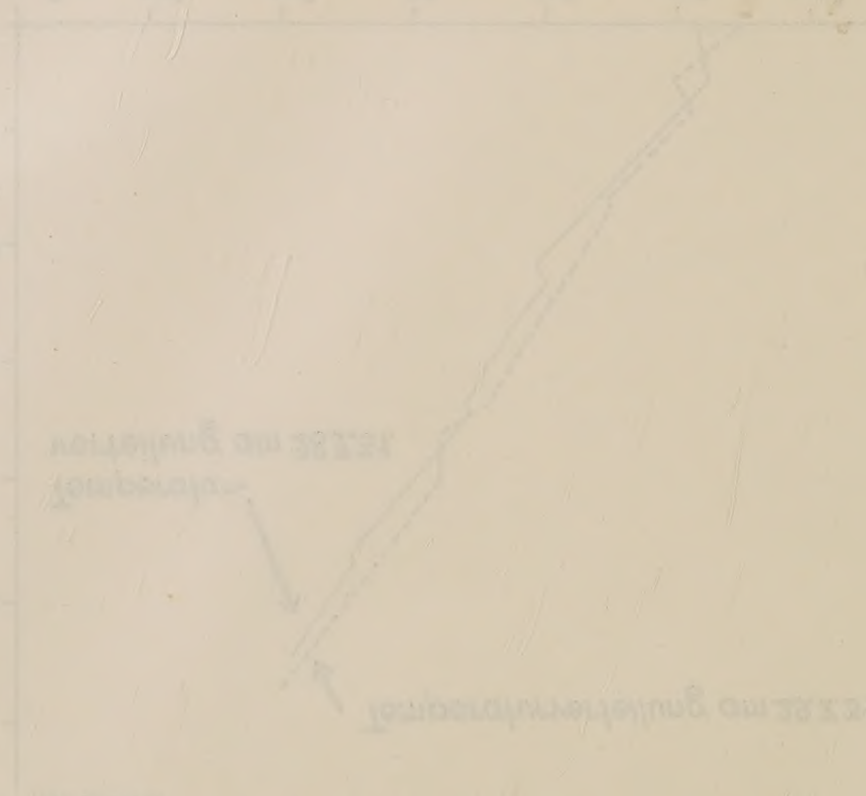


Abb. 11. Die Temperaturverteilung in der Atmosphäre am 28. und 29. 5. 1931.



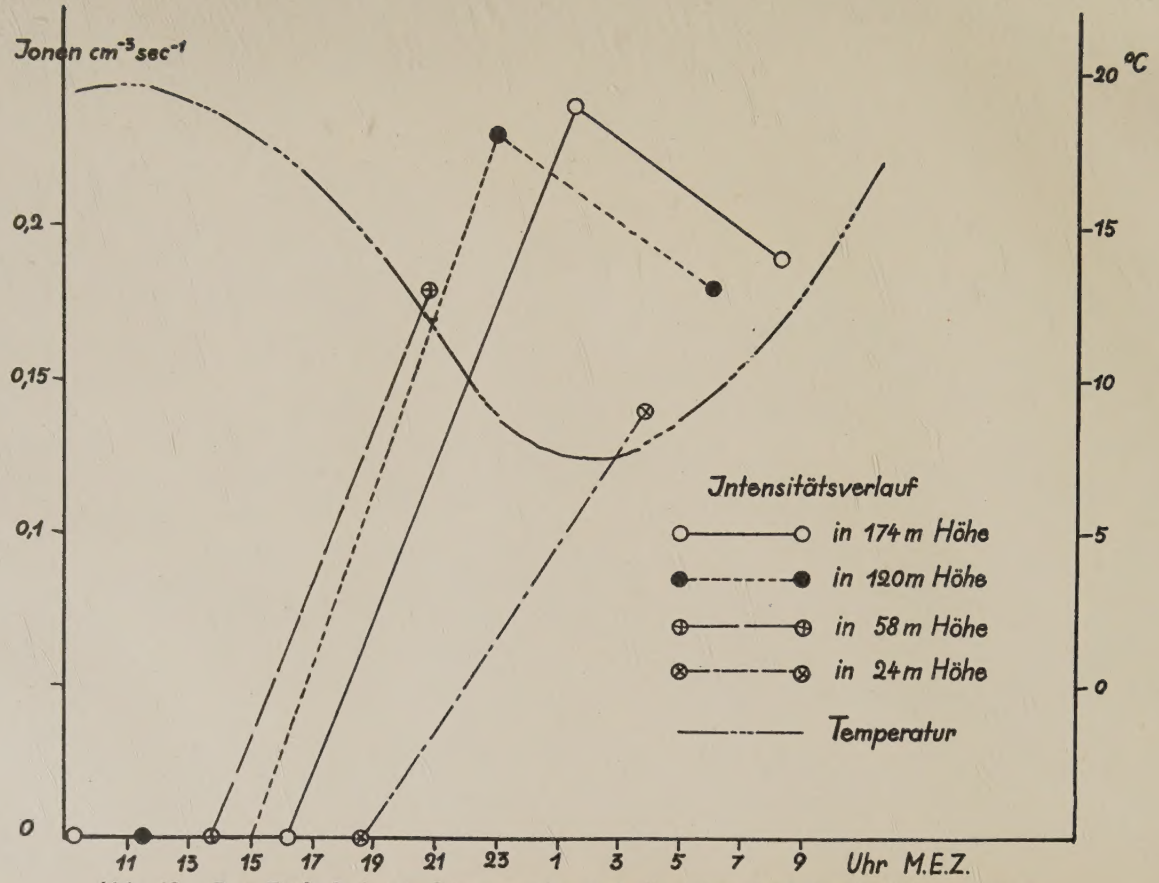
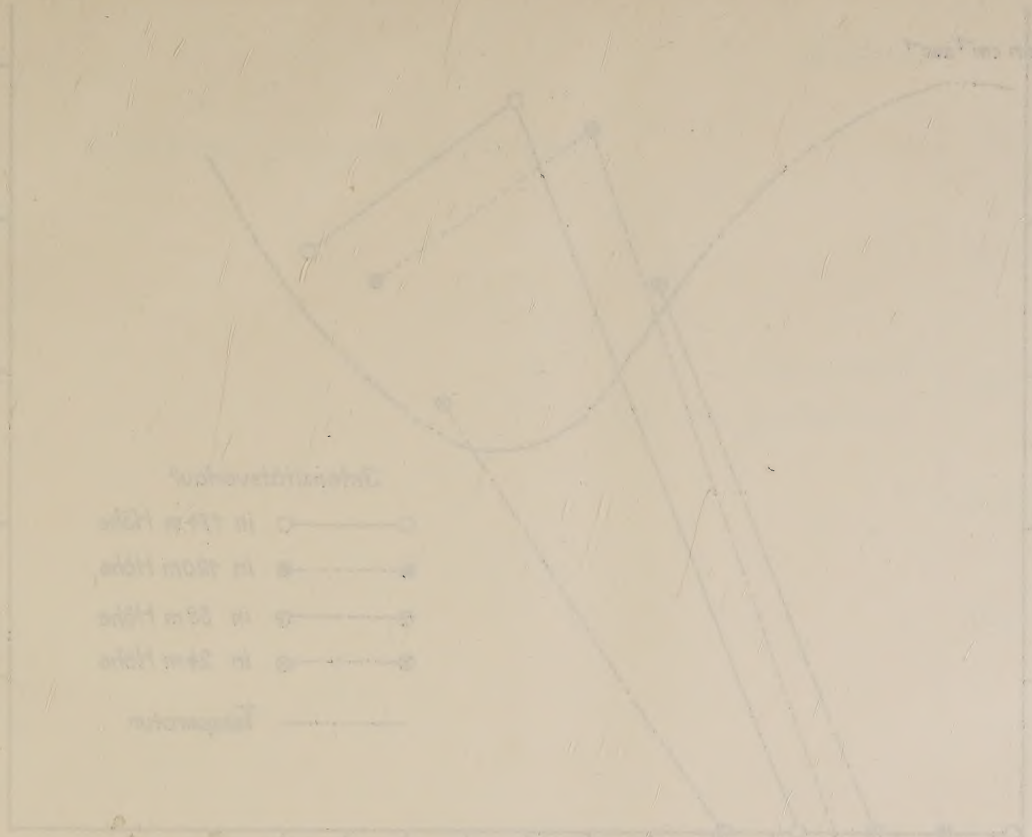



Abb. 12. Der Einfluß der Lufttemperatur auf die Intensität der Luftstrahlung in verschiedenen Höhen nach Messungen in Königswusterhausen.